N° d'ordre 259

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Claude DEMAU

Contribution au perfectionnement des méthodes et techniques de mesure des permittivités complexes dans la bande X. Application à la détermination de valeurs repères de permittivités.

Soutenue le 7 juin 1969, devant la Commission d'Examen :

MM. R. SERVANT, Professeur ..... *Président*
R. FREYMANN, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.... *Examinateurs*
P. LOUDETTE, Professeur ..... *Examinateurs*
J. ROCH, Professeur ..... *Examinateurs*
A. CHARRU, Professeur ..... *Examinateurs*

— 1969 —

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543509_0001

N° d'ordre 259

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Claude DEMAU

Contribution au perfectionnement des méthodes et techniques de mesure des permittivités complexes dans la bande X. Application à la détermination de valeurs repères de permittivités.

Soutenue le 7 juin 1969, devant la Commission d'Examen :

MM. R. SERVANT, Professeur ..... *Président*
R. FREYMANN, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.... *Examinateurs*
P. LOUDETTE, Professeur ..... *Examinateurs*
J. ROCH, Professeur ..... *Examinateurs*
A. CHARRU, Professeur ..... *Examinateurs*

— 1969 —

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE DE
BORDEAUX

FACULTE DES SCIENCES

Doyen honoraire : M. BRUS

Doyen : M. VALADE

Professeurs honoraires :

M. KASTLER ..... Professeur à la Sorbonne
M. PISOT ..... Professeur à la Sorbonne
Mlle JOSIEN ..... Professeur à la Sorbonne
M. MILLOUX
M. DANGEARD
M. CAU
M. GENEVOIS

Professeurs :

M. BRUS ..... Chimie
M. AVEL ..... Zoologie et physiologie animale
M. ROUSSET ..... Physique Générale
M. ROGER ..... Mécanique Rationnelle
M. WEILL ..... Anatomie comparée et embryogénie
M. DUFRESNOY ..... Mathématiques générales
M. LAFON ..... Physiologie générale
M. BOUNHIOL ..... Biologie animale
M. SERVANT ..... Physique
M. CALAS ..... Chimie organique
M. GAY ..... Cristallographie et minéralogie
M. PACAULT ..... Chimie physique
M. SCHOELLER ..... Géologie
M. DAVID ..... Physiologie végétale
M. COLMEZ ..... Méthodes mathématiques de la physique
M. CAMBAR ..... Biologie animale
M. VIGNEAUX ..... Géologie
M. PANOUSE ..... Zoologie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. ARZELIES ..... Physique (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. RIBEREAU-GAYON .... Oenologie et chimie agricole
M. RISS ..... Mathématiques
M. GUIZONNIER ..... Physique

M. HAGET ..... Zoologie expérimentale
M. SEMIROT ..... Astronomie
M. CHASTEL ..... Physique nucléaire
M. HAGENMULLER ..... Chimie minérale
M. CREAC'H ..... Biologie animale
M. LOUDETTE ..... Mécanique physique
M. PATY ..... Chimie
M. BORDES ..... Préhistoire
M. SECHET ..... Botanique
M. BAGANAS ..... Mathématiques
M. VALENTIN ..... Radioélectricité
M. ENNOUCHI ..... Géologie
M. EYME ..... Botanique
M. RUAMPS ..... Physique électronique
M. FRAINNET ..... Chimie organique
M. HOARAU ..... Chimie physique
M. MARCHAND ..... Chimie
M. LALANDE ..... Chimie appliquée
M. GOTTIS ..... Géologie dynamique
M. LEMANCEAU ..... Chimie
M. CARDO ..... Psychophysiologie
M. ROCH ..... Physique
M. BELLON ..... Chimie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. CLASTRE ..... Cristallographie physique
M. JOUSSOT-DUBIEN .... Chimie
M. VALADE ..... Chimie organique
M. SURDIN ..... Automatique
M. LABOUESSE ..... Biochimie
M. BLONDEL ..... Mathématiques
M. SOURISSEAU ..... Chimie
Mlle FAURE-MURET ..... Géologie (détachée à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. CLIN ..... Géologie
M. LOCHET ..... Physique
M. VINDT ..... Biologie végétale
M. REGNIER ..... Mathématiques
Mlle LAFFITTE ..... Physique
M. DESTRIAU ..... Chimie
M. PETIT ..... Physique corpusculaire
M. BARAUD ..... Chimie biologique
M. EMBERGER ..... Géologie
M. BOTHOREL ..... Chimie
M. CHARRU ..... Physique
M. SIMONOFF ..... Chimie physique
M. LASCOMBE ..... Chimie
M. RIMPAULT ..... Physique théorique
M. BARETS ..... Biologie animale
M. PINEAU ..... Chimie
M. LEVEQUE ..... Géologie approfondie

M. BOUSSEAU	Physique
M. MENNRATH	Physique
M. ANDRE	Biologie générale
M. BOUAS-LAURENT	Chimie organique
M. MARTINET	Calcul infinitésimal
M. N.	Informatique

Maître de conférences honoraire :

M. DE PUYMALY

Maîtres de conférences :

M. RIBEREAU-GAYON Pascal	Chimie oenologie
Mlle DUTRIEU	Physiologie animale
Mme PETIT	Physique
M. BERNET	Génétique
M. FRESNEL	Mathématiques
M. MOYES	Géologie
M. LUTZ	Botanique
M. MOULINES	Chimie
M. MENDES-FRANCE	Mathématiques
M. POUCHARD	Chimie minérale
M. SARDOS	Physique
M. DUMERY	Mécanique
M. GARNIER	Biophysique
M. LESCA	Mathématiques
M. ARTOLA	Mathématiques
M. DRESS	Mathématiques
M. BOUARD	Biologie végétale
M. DE MAHTAN	Mathématiques
M. ABGRALL	Physique théorique
M. MINNAERT	Physique théorique
M. N.	Chimie minérale

Conseiller Administratif :

M. LLORENS

A Monsieur le Professeur SERVANT

Directeur du Laboratoire d'Optique Ultrahertzienne

En hommage et témoignage de
ma profonde et très respectueuse gratitude.

A MA FEMME

A MES PARENTS

A MES FILS

A TOUS CEUX QUI ME SONT CHERS

A MES AMIS.

Ce travail a été réalisé au Laboratoire d'Optique Ultrahertzienne de Monsieur le Professeur R. SERVANT. Qu'il me soit permis de lui exprimer ici l'expression de ma profonde et très respectueuse gratitude pour les conseils et les encouragements qu'il n'a cessé de me prodiguer tout au long de mes recherches.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur R. FREYMANN de la Faculté des Sciences de Paris, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail et pour sa participation à mon jury de thèse.

J'exprime ma vive reconnaissance à Monsieur le Professeur P. LOUDETTE pour son enseignement précieux de la technique des micro-ondes, ainsi qu'à Messieurs les Professeurs J. ROCH et A. CHARRU qui ont bien voulu accepter de faire partie de mon jury.

Mes remerciements vont enfin à Monsieur le Directeur Général G. DUPOUY qui a bien voulu présenter à l'Académie des Sciences de Paris mes principaux résultats.

Que tous mes collègues du Laboratoire soient remerciés de l'aide qu'ils m'ont apportée, chacun dans un domaine différent et plus particulièrement Gérard DELBOS qui collabora avec moi pendant deux ans.

Je remercie également M. J. HARDOUIN-DUPARC, Assistant en Informatique pour la programmation en FORTRAN IV et les calculs numériques qu'il a bien voulu faire pour moi.

Enfin, je remercie Messieurs BOURNISSOUT, MORERA, GAURET, LALAUDE ainsi que Mesdames BOURNISSOUT et MORERA pour l'aide technique très efficace que j'ai toujours trouvée auprès d'eux.

S O M M A I R E

Introduction . . . . . p. 1

PREMIERE PARTIE :

PERFECTIONNEMENT DE LA METHODE DE MESURE DITE "DU COURT-CIRCUIT"

Chapitre I : Généralités sur les diélectriques. . p. 6

Chapitre II : Méthode de mesure utilisée . . . . . p. 13

Chapitre III : Nouveaux abaques à lecture directe pour l'application de la méthode de la ligne court-circuitée . . . . . p. 35

Chapitre IV : Perfectionnement des mesures de T.O.S. p. 70

DEUXIEME PARTIE :

APPAREILLAGE UTILISE

Chapitre V : Dispositif expérimental. . . . . p. 93

Chapitre VI : Cellules de mesure à liquides . . . p. 109

TROISIEME PARTIE :

VALEURS REPERES DE PERMITTIVITES

Chapitre VII : Conduite des mesures . . . . . p. 125

Chapitre VIII: Mesures sur échantillons solides à température contrôlée. . . . . p. 132

Chapitre IX : Mesures sur échantillons liquides. Variations thermiques. . . . . p. 140

Conclusion . . . . . p. 158

INTRODUCTION

Entré au Laboratoire d'Optique Ultrahertzienne de M. le Professeur R. SERVANT en 1960, il me proposa comme sujet de thèse de 3ème cycle, de donner une suite dans le domaine des ondes centimétriques aux travaux qu'il avait entrepris avec P. BORDERIE {1} à 1000 MHz, J. GOUGEON {2} à 10000 MHz et J.W. WEEVERS {3} à 3000 MHz, sur les anisotropies diélectriques des papiers. Il me demandait alors de mesurer l'anisotropie diélectrique à 10 GHz, par la méthode de la ligne court-circuitée, de plaques d'amiante industrielle, ce matériau présentant une grande similitude de fabrication avec les papiers (fibres cristallines dans un liant) ; ce matériau étant très hygroscopique, il me fut difficile de doser de façon définitive la contribution de l'eau à l'anisotropie qu'il présentait, la tâche étant rendue d'autant plus délicate que ma technique de mesure des taux d'ondes stationnaires n'était pas affirmée. Il me demandait, parallèlement à ce travail et pour prolonger les importants travaux sur les anisotropies diélectriques des cristaux de C. BOREL {4} , W. SCHMIDT {5}, R. PULOU {6}, de m'occuper de la mesure de l'anisotropie diélectrique du Gypse à 10 GHz. Ce cristal monoclinique ne présentant pas d'absorption appréciable, je pus déterminer avec précision les valeurs des trois permittivités principales (ε'_x, ε'_y, ε'_z) ainsi que la courbe de variation de la permittivité dans le plan de clivage principal de ce cristal {7}, {8}. Le diagramme polaire en forme d'haltère que j'obtenais s'avérait très significatif en confirmant la théorie de J.F. NYE {9} selon laquelle la permittivité d'un cristal non cubique est une propriété physique tensorielle de rang deux ; j'en donnais alors une explication qui fut établie plus rigoureusement par R. SERVANT {10}. Plus récemment, A. BOTTREAU mesurait à 35 GHz les deux permittivités principales ε'_x et ε'_z de ce même monocristal par une méthode interférométrique{11}et il retrouvait mes résultats.

Ce travail sur l'amiante et le gypse fut, comme je l'ai dit, l'objet de ma thèse de 3ème cycle, en janvier 1962 ; je continuais pendant un an et demi à mesurer par la même méthode, des anisotropies cristallines à 10 GHz, en particulier je mesurais celles du Quartz et du Spath d'Islande {12}.

A mon retour du Service Militaire en janvier 1965, M. le Professeur R. SERVANT me demandait comme travail de Doctorat d'Etat, de continuer dans la ligne de mes travaux antérieurs, en essayant de perfectionner la méthode de la ligne court-circuitée avant d'entreprendre de nouvelles études de permittivités complexes, précisément dans le but d'améliorer les mesures d'absorption (ε'') toujours incertaines après les travaux de R. RABINOVITCH {13} et de J. LAFFITE {14}.

Ayant la conviction que l'on commettait d'importantes erreurs de mesures en utilisant les différents diagrammes ou abaques (SMITH, LEBRUN) pour arriver au résultat final (ε', ε'') et qu'il était difficile de faire la part d'erreur due à la mesure des taux d'ondes stationnaires ou aux diagrammes, j'eus l'idée de vouloir faire un grand nombre de calculs précis d'avance, de valeurs de ε' et ε'' en fonction des deux données expérimentales (θ et d_m) et de les reporter sur un graphique. Ensuite, je puiserais dans ces résultats précis lorsque j'aurais fait des mesures.

C'est alors que Gérard DELBOS, revenant du Service Militaire avec des notions de programmation sur calculatrice électronique, faisait équipe avec moi et m'était d'un précieux secours dans la réalisation de mon projet qui devint notre but de recherche commun pendant deux ans.

Cette collaboration aboutit à la réalisation des abaques à lecture directe qui font l'objet principal de notre travail (I^{e} Partie, chap. III).

C'est en possession des abaques que je m'aperçus, en faisant les premières mesures de recoupement, des erreurs de mesures réelles que je commettais sur les T.O.S. Dès lors, je dus modifier en conséquence mon appareillage pour la suite de mes travaux.

J'ai ensuite porté mon effort sur le perfectionnement des mesures de T.O.S. pour aboutir à un processus de correction qui sera décrit en détail (I^{e} Partie, chap. IV) et que j'ai mis au point en faisant de très nombreuses mesures de recoupement sur les diélectriques solides.

Les abaques ayant été tracés à fréquence fixe, j'ai été amené à réaliser une première, puis une seconde stabilisation de fréquence pour mon montage ; la première devant servir par la suite à Gérard DELBOS pour son appareil de mesure en cavité résonnante (II^{e} Partie, chap. V).

Après cette mise au point de l'appareillage et de la méthode, j'entreprenais des études systématiques de permittivités complexes de mélanges de poudres cristallines et de liant {15} toujours à 10 GHz ; je prêtais pendant quelques mois mon appareil à Gilbert VICQ, qui donnait une suite intéressante à ces mesures {16} .

J'orientais ensuite mes recherches vers l'étude des permittivités complexes des diélectriques poreux (céramiques) imbibés de liquides. Mais les conditions de mesure restaient à préciser et j'avais besoin pour toute interprétation des premiers résultats obtenus, de la permittivité complexe des liquides utilisés, donc du contrôle de la température. Je thermostatais alors ma cellule de mesure à solides dans ce but et je refaisais, au préalable, mes mesures de recoupement sur les solides, en température contrôlée laissant momentanément les diélectriques poreux.

Pour l'étude des diélectriques liquides, je dus réaliser des cellules de mesure, également thermostatées, directement adaptables à nos abaques (2e Partie, chap. VI). Je fis alors une étude de plusieurs liquides, dont l'eau, en fonction de la température {17} . Mes mesures sur ces liquides servirent alors de valeurs repères à G. DELBOS pour l'étalonnage de sa cavité résonnante. Enfin, une étude du mélange binaire Formamide - Eau distillée, me permit de montrer la possibilité de faire des mesures significatives dans les zones des abaques où les courbes sont les plus tassées.

REFERENCES

{1} BORDERIE (P.), D.E.S., Bordeaux 1957.
{2} GOUGEON (J.), D.E.S., Bordeaux 1956.
{3} WEEVERS (J.W.), Thèse 3ème cycle, Bordeaux 1960.
{4} BOREL (Ch.), Arch. Sci. Phys. et Nat. Genève, 70-72 (1893) 219.
{5} SCHMIDT (W.), Ann. der. Phys., T.8 (1902) 919.
{6} PULOU (R.), Thèse Doct. Sci. Phys., Toulouse, 1949.
{7} SERVANT (R.), DEMAU (C.) C.R. Acad. Sci., 254 (1962) 656.
{8} SERVANT (R.), DEMAU (C.) J. Phys. Rad., 23 (1962) 948.
{9} NYE (J.F.), "Propriétés physiques des cristaux" (Dunod, Paris, 1958).
{10} SERVANT (R.), J. Phys. 24 (1963) 405., et Com. Coll. Ampère (1963).
{11} BOTTREAU (A.), C.R. Acad. Sci., 267 (1968) 810.
{12} DEMAU (C.), J. Phys., 24 (1963) 284.

{13} RABINOVITCH (R.), Thèse 3ème cycle, Bordeaux 1964.
{14} LAFFITE (J.), Thèse 3ème cycle, Bordeaux 1964.
{15} VICQ (G.), DELBOS (G.), DEMAU (C.),
C.R. Acad. Sci., 264 (1967) 1263.
{16} VICQ (G.), Thèse 3ème cycle, Bordeaux 1968.
{17} DEMAU (C.), C.R. Acad. Sci., 268 (1969) 680.

PREMIERE PARTIE

PERFECTIONNEMENT DE LA METHODE DE MESURE DITE "DU COURT-CIRCUIT"

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LES DIELECTRIQUES

I - PERMITTIVITE ET PERMEABILITE :

Un diélectrique est un milieu où peuvent se manifester des actions électrostatiques ou électromagnétiques ou les deux à la fois.

On caractérise un milieu diélectrique par sa permittivité et sa perméabilité.

On appelle "permittivité relative" ou "constante diélectrique" ou "pouvoir inducteur spécifique relatif" la quantité :

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_o}$$

$\varepsilon_o, \varepsilon$ sont les permittivités absolues du vide et du diélectrique, exprimées en Farad par mètre ($\varepsilon_o = 1/36\pi.10^9$ F/m).

ε_r est une grandeur sans dimension, supérieure ou égale à l'unité.

De même, on appelle "perméabilité relative" la quantité :

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_o}$$

μ_o, μ étant les perméabilités absolues du vide et du diélectrique exprimées en Henry par mètre ($\mu_o = 4\pi .10^{-7}$ H/m).

μ_r est une grandeur sans dimension, supérieure ou égale à l'unité

En champ statique, la notion de permittivité est liée essentiellement à celle de champ électrique (E), de même que la perméabilité ne dépend que du champ magnétique (H).

En champ variable, ces deux notions sont indissociables, par la nature électromagnétique des ondes hertziennes (E,H) et elles interviennent donc simultanément.

On devra préciser la nature du champ appliqué lorsque l'on parlera de permittivité ou de perméabilité d'un diélectrique. Exemples :

$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_r = 4,6 \text{ (un verre)} \quad E \text{ statique} \\ \varepsilon_r = 21 \quad \text{(acétone)} \quad E \text{ variable} = 10000 \text{ MHz à } 20° \text{ C.} \end{array} \right.$

2 - CLASSIFICATION DES DIELECTRIQUES :

Ils se présentent sous la forme de matériaux pouvant être homogènes (verre, huile, gaz, ...) ou hétérogènes (papiers, agrégats, ...) ; on peut les classer en deux catégories :

1 - diélectriques isotropes : gaz, liquides, solides, certains cristaux ;

2 - diélectriques anisotropes : cristaux, solides (selon procédés de fabrication).

Pour les premiers (isotropes) l'induction électrique $\vec{D}$ est proportionnelle au champ électrique appliqué $\vec{E}$, le coefficient de proportionnalité étant la quantité scalaire ε, permittivité absolue ; il existe en $\vec{D}$ et $\vec{E}$ la relation vectorielle :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$$

Pour les seconds (anisotropes) l'induction électrique $\vec{D}$ n'est plus en général dans la direction du champ électrique appliqué $\vec{E}$ (sauf pour trois directions privilégiées du diélectrique, appelées directions principales) ; il existe entre les composantes de ces deux quantités la relation scalaire :

$$D_i = \varepsilon_{ij} E_j$$

dans laquelle ε_{ij} est le tenseur de permittivités absolues.

On peut également classer les diélectriques selon les "pertes diélectriques" qu'ils présentent, en deux autres catégories:

1 - diélectriques parfaits : à très faibles pertes ou à pertes difficilement mesurables.
exemples: cristaux, liquides non polaires, gaz,...

2 - diélectriques imparfaits : à pertes moyennes et élevées, mesurables
exemples : tous les diélectriques solides, liquides polaires, ...

En réalité, les diélectriques parfaits n'existent pas, tous présentent des pertes plus ou moins grandes, dues à des causes

variées {1}, {2}, pouvant aller du déplacement des charges électriques à l'intérieur du diélectrique (conductibilité par porteurs libres), à l'orientation des dipôles (absorption dipolaire de DEBYE) ou à l'effet MAXWELL-WAGNER ou aux trois à la fois. Pour traduire ces pertes, on écrit que la permittivité est complexe et on écrit la permittivité relative :

$$\varepsilon_r = \varepsilon' - j\varepsilon''$$

On définit également l'angle de pertes δ du diélectrique imparfait par sa tangente :

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}$$

La partie imaginaire ε'' représente les "pertes globales" du diélectrique ou "absorption", alors que ε' représente la "constante diélectrique".

Dans le cas où l'on a affaire à un diélectrique à pertes ($\varepsilon'' \neq 0$) on peut exprimer la participation de la conductibilité électronique ou ionique à la valeur globale ε'' par la relation :

$$\varepsilon''_c = \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_o} = \frac{\sigma}{\eta} \, 18.10^9$$

σ = conductivité du diélectrique exprimée en mhos par mètre.
$\omega = 2\pi \eta$ = pulsation du champ électrique variable ; η = fréquence.

On voit que les pertes par conductibilité ne prennent de l'importance que lorsque σ est grand (solutions ioniques, électrolytes, sels fondus, ...) ou lorsque η est faible (basses fréquences). Par contre, aux très hautes fréquences, elles sont négligeables tant que la conductivité reste faible.

On exprime de même le fait que la perméabilité d'un diélectrique ne soit pas parfaite (courants de magnétisation, absorption dipolaire magnétique, ...), en écrivant que la perméabilité relative μ_r est complexe :

$$\mu_r = \mu' - j\,\mu''$$

Pour les diélectriques non "magnétiques", $\mu'' = 0$ et $\mu' = 1$, alors :

$$\mu = \mu_o \, \mu_r = \mu_o$$

C'est dans ces conditions que nous utiliserons les équations de MAXWELL pour tout ce qui sera dit au sujet de la propagation guidée dans les diélectriques.

3 - DIELECTRIQUES ET TEMPERATURE :

Les permittivités des diélectriques liquides ne peuvent être définies correctement que si leur température est connue ; en effet, la polarisation totale d'un diélectrique liquide dépend beaucoup de la température. Il en est de même pour les diélectriques gazeux, avec en plus la nécessité de la connaissance de la pression.

Pour les diélectriques solides, selon leur origine et leur constitution (polychlorures de vinyle, cristaux, agrégats,...) on peut avoir des variations de permittivités complexes (donc de ε' et ε'') avec la température de tous ordres de grandeurs. En général, on observe des variations très caractéristiques au cours des transformations de la phase solide {3}, {4}, {5}.

Les variations de conductibilité (ε'') prennent beaucoup d'importance avec la température {1}, {2} et permettent en particulier d'apporter des conclusions relatives à l'étude des défauts de réseaux.

Néanmoins, il ne faut pas oublier que toutes les méthodes de mesures de permittivités complexes, que ce soit en B.F. ou en U.H.F., utilisent des cellules de mesures calibrées, avec des échantillons calibrés dont dépend toute la précision de la mesure ; or, précisément, lors de la "variation thermique" d'un diélectrique solide, les dimensions de l'échantillon peuvent varier de façon non négligeable (dilatation ou contraction) devant les dimensions de la cellule et cela peut entraîner deux causes d'erreurs importantes :

1 - apparition d'une lame d'air (au cours d'un refroidissement)
2 - contrainte dans le diélectrique (au cours d'un échauffement).

On devra donc être très prudent lors de toute interprétation des variations de ε' ou de ε'' en fonction de la température pour les solides, tant que les effets restent petits.

4 - MESURE DES PERMITTIVITES EN CHAMP STATIQUE :

On compare les capacités à vide et avec diélectrique d'un condensateur plan (à anneau de garde) relié à une source de courant continu :

$$\text{constante diélectrique} = \frac{\text{capacité avec diélectrique}}{\text{capacité sans diélectrique}}$$

L'évaluation des "pertes" dans le cas des diélectriques à pertes {5}, {6}, se fait par mesure de la conductivité σ du diélectrique. On mesure les courants de charge et de décharge du condensateur avec diélectrique en fonction du temps ; on utilise à cet effet des ampèremètres très sensibles (picoampèremètre Boonton ou Lemouzy) {7}, des galvanomètres balistiques par des méthodes de compensation {8} ou des amplificateurs à courants continus ...

5 - MESURE DES PERMITTIVITES EN CHAMP VARIABLE :

Il s'agit en général d'un champ électromagnétique alternatif sinusoïdal ; les méthodes varient avec la fréquence du champ appliqué.

Ainsi on utilise :

a - de 0 à 300 kHz :

Des ponts de mesures {9} de capacités et des cellules constituées par des condensateurs plans à anneaux de garde, contenant le diélectrique à étudier. Ils sont alimentés par des oscillateurs à fréquence variable ; des détecteurs de zéro permettent de contrôler l'équilibre des ponts.

exemple : - pont de Weingarten (0,01 Hz à 50 Hz).
- pont de Scherring (30 Hz à 300 kHz).

Ces ponts peuvent être à large bande de fréquence d'utilisation et peu précis en général ou à bande de fréquence plus étroite et plus précis, mais il faut alors en utiliser plusieurs dans la bande de fréquence d'étude. Certains appareils sont à lecture directe (ε', tg δ).

b - de 100 kHz à 100 MHz :

On utilise des circuits résonnants {9} à oscillateurs et indicateurs de résonance incorporés (voltmètre électronique) et des cellules du type condensateur plan.

exemple : - admittancemètre (0,1 à 10 MHz) ou (10 à 100 MHz).
- Q mètre (50 kHz à 100 MHz).

c - de 100 MHz à 40 GHz :

On utilise un des six grands groupes de méthodes suivants {10}, {11}, {12} :

1 - par transmission en guide d'onde (rectangulaire, circulaire, coaxial) {13} à {17};
2 - par transmission en espace libre {18} à {21} ;
3 - par réflexion en guide d'onde (rectangulaire, circulaire, coaxial) {22} à {25};
4 - par réflexion en espace libre {26} ;
5 - par comparaison d'impédances {27} ;
6 - en cavité résonnante (rectangulaire, circulaire, coaxiale) {28}, {29}.

Les méthodes par réflexion et par transmission en espace libre sont en général recommandées aux très hautes fréquences (> 10 GHz), la dimension des guides d'ondes étant telle qu'il est impossible d'y mettre des échantillons solides.

Les équipements requis comprennent en général un oscillateur, un système de découplage, une ligne de mesure - ou un dispositif de cornets émetteurs et récepteurs - et un détecteur de zéro. Les équipements en guide coaxial sont à très larges bandes de fréquences du fait de l'absence de longueur d'onde de coupure (par exemple de 600 à 12000 MHz) alors que les équipements en guide rectangulaire ou circulaire sont à faible bande passante.

Depuis quelques années, on a résolu le problème des mesures par transmission ou par réflexion en guide d'onde, aux très hautes fréquences, par l'utilisation de guides d'ondes surdimensionnés {30}, {31}, permettant de faire des mesures sur des échantillons importants.

Enfin, je dois signaler que récemment, il a été mis au point une méthode de mesure à toutes les fréquences (0 à 6 GHz et 7 à 40 GHz) sur échantillon solide unique {32}, qui présente un gros intérêt dans la recherche sur les diélectriques.

REFERENCES

{1} FREYMANN (R.), SOUTIF (M.), "La spectroscopie hertzienne appliquée à la chimie", p.31,(Dunod, Paris, 1960).
{2} FREYMANN (M.), FREYMANN (R.), ROHMER (R.), Coll. Amp. 1954 Ond. Elect. 35 (1955) 465.
{3} FREYMANN (M.), J. Phys. et le Radium, 17 (1956) 326.
{4} FREYMANN (M.), C.R. Acad. Sci., 260 (1965) 2193.
{5} MEINNEL (J.), Ond. Elect.,35 (1955) 468.
{6} SMYTH (C.P.), "Dielectric behavior and structure", p.71 (Mc Graw Hill, New-York, 1955).

{7} RIAUX (E.), Thèse Doct. Sci. Phys., Rennes, 1965.
{8} GRANIER (J.), "Les diélectriques", (Dunod,Paris, 1948).
{9} von HIPPEL (A.R.), "Les diélectriques et leurs applications", p. 53, (Dunod, Paris, 1961).
FREYMANN (R.), SOUTIF (M.), "La spectroscopie hertzienne appliquée à la chimie", (Dunod, Paris, 1960).
{10} MONTGOMERY (C.G.), "Technique des mesures en micro-ondes", T.2, p. 693, (Chiron, Paris, 1954).
{11} von HIPPEL (A.R.), "Les diélectriques et leurs applications", p. 61, (Dunod, Paris, 1961).
{12} BIRKS (J.B.), "Progress in dielectrics", T. 3, p. 121, (Heywood, London, 1961).
{13} COLLIE (C.M.), HASTED (J.B.), RITSON (D.M.), Proc. Phys. Soc. London, 60 (1948) 145.
{14} GELAS (J.), LESTRADE (J.C.), Ond. Elect., 46 (1966) 989.
{15} HARRIS (F.E.), O'KONSKY (C.T.), Rev. Sci. Instr., 26 (1955)482
{16} DOUCET(Y.), MORABIN (A.), TETE (A.), C.R. Acad. Sci., 262 (1966) 752.
{17} MONTAUDON (G.), Thèse 3ème cycle, Bordeaux, 1962.
{18} LOUDETTE (P.), PICHERIT (F.), J. Phys. Rad., 21 (1960) 923
{19} ROSMORDUC (J.), Thèse 3ème cycle, Bordeaux, 1962
{20} BOTTREAU (A.), Thèse Doct. Sci. Phys. , Bordeaux, 1969.
{21} MARZAT (C.), Thèse Doct. Sci. Phys., Bordeaux, 1969.
{22} ROBERTS (S.), von HIPPEL (A.R.), J. Appl. Phys.,17 (1946) 610.
{23} DAKIN (T.W.), WORKS (C.N.), J. Appl. Phys., 18 (1947) 789.
{24} CROUCH (G.E.), J. Chem. Phys., 16 (1948) 364.
{25} ARNOULT (R.), LEBRUN (A.), Ond. Elect., 35 (1955) 448.
{26} CHARRU (A.), BRETENOUX (A.), C.R. Acad. Sci., 263 (1966) 45
{27} von HIPPEL (A.R.), "Les diélectriques et leurs applications", p. 69, (Dunod, Paris, 1961).
{28} BRUMA (M.), Thèse Ing. Doct., Paris, 1962.
{29} DELBOS (G.), Thèse 3ème cycle, Bordeaux, 1963.
{30} PEAUDECERF (M.), Thèse 3ème cycle, Toulouse, 1966.
{31} MIANE (J.L.), Thèse 3ème cycle, Bordeaux, 1967.
{32} LEBRUN (A.), VINDEVOGHEL (J.), SILVESTRE (J.C.), Com. Coll. Lannion, 1967.

CHAPITRE II

METHODE DE MESURE UTILISEE

I - INTRODUCTION :

Parmi toutes les méthodes de mesure des permittivités complexes par réflexion en guide d'onde (rectangulaire, circulaire ou coaxial) connues, je ne me suis intéressé qu'à la méthode de la ligne court-circuitée {1}, {2}.

C'est la méthode qui se prête le mieux à l'étude des permittivités complexes de diélectriques solides lorsque la température doit être contrôlée ; elle est universellement utilisée dans tous les laboratoires de recherche sur les diélectriques. Je l'ai transposée à l'étude des permittivités complexes de liquides (en introduisant une fenêtre épaisse) en température contrôlée.

L'intérêt principal de cette méthode est qu'elle n'exige qu'un échantillon de petites dimensions pour des mesures précises (échantillon d'épaisseur voisine de $\{2k - 1\}\ \lambda_{g\varepsilon}/4$) ; elle se recommande donc particulièrement bien pour la recherche.

La grande précision de mesure que l'on peut atteindre avec cette méthode, est due au fait que l'onde électromagnétique traverse deux fois l'échantillon ; la mesure du coefficient de réflexion en avant de la lame, est une mesure globale tenant compte de toutes les réflexions multiples sur la lame et dans la lame. Cette méthode permet, lorsqu'il est nécessaire, soit d'augmenter le T.O.S. s'il est trop faible (en prenant une lame mince), soit de le faire baisser s'il est trop grand (en prenant une lame épaisse) et ainsi de le ramener dans une zone de mesure où l'on sait l'évaluer correctement.

En tant que méthode de mesure absolue, ses résultats peuvent servir de base à beaucoup d'autres méthodes de mesure, en cavité résonnante par exemple.

J'ai utilisé cette méthode dans le cas où le "court-circuit" suit immédiatement l'échantillon, laissant de côté la méthode à deux positions {3}, {4}, {5}, plus générale et réservée à l'étude des diélectriques présentant des perméabilités quelconques.

2 - PRINCIPE DE LA METHODE :

L'échantillon diélectrique de permittivité inconnue est placé en bout de ligne de propagation ; la ligne est court-circuitée immédiatement après l'échantillon (fig. 1).

On relève au mesureur d'ondes stationnaires le T.O.S. existant en avant de l'échantillon (θ) et la distance (d_m) d'un minimum du train d'ondes stationnaires à la face avant de l'échantillon.

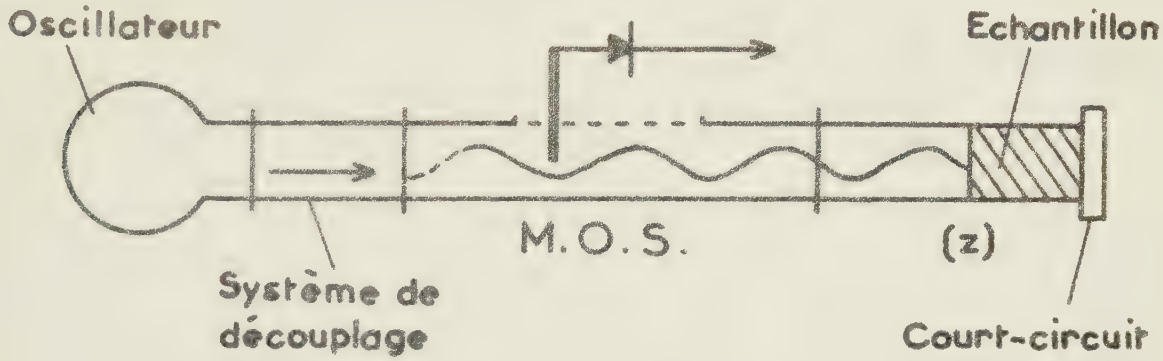


Fig. 1

Ces deux relevés expérimentaux (θ, d_m) permettent de déterminer sur le diagramme de SMITH (ou par le calcul) l'impédance réflective (z) sur la lame de diélectrique.

Cette impédance (z) s'exprime en fonction des constantes de propagation guidée de l'onde dans le diélectrique (γ_{1g}) et dans le guide vide (γ_{0g}) et en fonction de l'épaisseur (e) :

$$z = f(\gamma_{1g}, \gamma_{0g}, e)$$

Connaissant γ_{0g}, e, z, on calcule alors la constante de propagation γ_{1g} en résolvant l'équation précédente, soit à l'aide d'abaques, soit à l'aide de calculatrices, cette équation étant transcendante.

L'étude de la propagation de l'onde dans le milieu diélectrique fournit une équation entre γ_{1g} (complexe) et ε(complexe). L'identification des parties réelle et imaginaire de cette équation permet d'obtenir deux relations pour le calcul de ε' et ε''.

On va étudier dans les paragraphes suivants, en détail, ce procédé de mesure et on traitera dans la 1ère Partie, chap.III, le processus nouveau de résolution de la méthode.

3 - IMPEDANCE REFLECTIVE D'UNE LAME DE DIELECTRIQUE COURT-CIRCUITEE:

Considérons une lame à faces parallèles d'épaisseur e_1, de permittivité complexe ε_1, placée à l'extrémité d'un guide d'onde, suivie immédiatement d'un court-circuit (fig. 2)

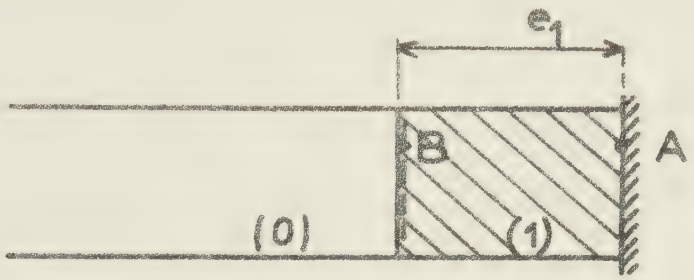


Fig. 2

Appelons Z_{0g} et Z_{1g} les impédances d'onde caractéristiques des milieux (0) vide et (1) diélectrique ; γ_{0g} et γ_{1g} les constantes de propagation relatives à ces milieux.

Soient Z_A et Z_B les impédances aux surfaces de séparation en A et en B.

Appelons z_{Mi} l'impédance réduite en un point M de la ligne, reportée dans le milieu (i) et reportons les impédances vers la source.

L'impédance réduite reportée en B dans le milieu (1) de l'impédance en A vaut :

$$z_{B1} = \frac{z_A + \text{th}\,(\gamma_{1g} e_1)}{1 + z_A \text{th}\,(\gamma_{1g} e_1)}$$

l'impédance Z_A sur le court-circuit étant nulle, $z_A = 0$, on a :

$$z_{B1} = \text{th}\,(\gamma_{1g} e_1)$$

l'impédance vraie (ou absolue) en B vaut :

$$Z_B = Z_{1g} \text{th}\,(\gamma_{1g} e_1)$$

et l'impédance réflective réduite dans le milieu (0) s'écrit :

$$z_{B0} = \frac{Z_B}{Z_{0g}} = \frac{Z_{1g}}{Z_{0g}} \text{th}\,(\gamma_{1g} e_1)$$

En propagation guidée, il existe un invariant de propagation qui s'écrit, au passage du milieu (1) dans le milieu (0), et dans le cas où $\mu = 1$ (matériaux non magnétiques):

$$Z_{1g}\,\gamma_{1g} = Z_{og}\,\gamma_{og}$$

donc on peut écrire l'impédance réduite, mesurable z_1 :

$$\boxed{z_{BO} = z_1 = \frac{\gamma_{og}}{\gamma_{1g}}\ \mathrm{th}\ (\gamma_{1g} e_1)} \qquad (1)$$

4 - IMPEDANCE REFLECTIVE DE DEUX LAMES DE DIELECTRIQUE COURT-CIRCUITEES :

On verra plus loin (IIème Partie, Chap. VI) que pour les mesures de permittivités de diélectriques liquides, on a réalisé des cellules de mesure à fenêtre épaisse. On est appelé alors à mesurer l'impédance réflective "globale" des deux lames de diélectrique court-circuitées (fig. 3).

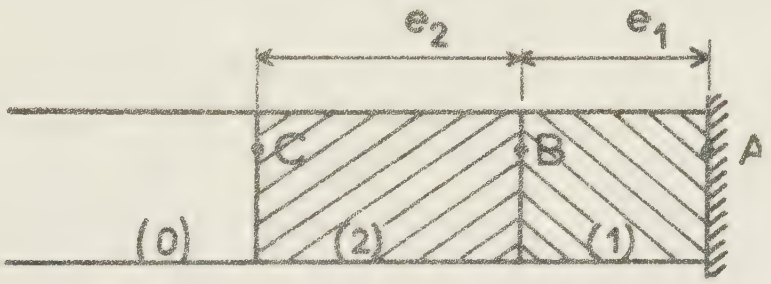


Fig. 3

L'impédance réflective calculée au paragraphe précédent, s'écrit compte-tenu que le milieu (2) a remplacé le milieu (0) :

$$z_{B2} = \frac{Z_{1g}}{Z_{2g}}\ \mathrm{th}\ (\gamma_{1g} e_1)$$

Un nouveau report d'impédance en C, dans le milieu (2) de cette impédance z_{B2} permet d'écrire :

$$z_{C2} = \frac{z_{B2} + \mathrm{th}\ (\gamma_{2g} e_2)}{1 + z_{B2}\ \mathrm{th}\ (\gamma_{2g} e_2)} = \frac{\dfrac{Z_{1g}}{Z_{2g}}\ \mathrm{th}\ (\gamma_{1g} e_1) + \mathrm{th}\ (\gamma_{2g} e_2)}{1 + \dfrac{Z_{1g}}{Z_{2g}}\ \mathrm{th}\ (\gamma_{1g} e_1).\mathrm{th}\ (\gamma_{2g} e_2)}$$

$$z_{C2} = \frac{Z_{1g}\ th\ (\gamma_{1g}e_1) + Z_{2g}\ th\ (\gamma_{2g}e_2)}{Z_{2g} + Z_{1g}\ th\ (\gamma_{1g}e_1).th\ (\gamma_{2g}e_2)}$$

l'impédance vraie ou absolue en C vaut : $Z_C = Z_{2g}.z_{C2}$

et l'impédance réflective réduite, dans le milieu (O) s'écrit :

$$z_{CO} = \frac{Z_c}{Z_{og}} = \frac{Z_{2g}}{Z_{og}}\ z_{C2}$$

$$\boxed{z_{CO} = z_2 = \frac{Z_{2g}}{Z_{og}}\ \frac{Z_{1g}\ th\ (\gamma_{1g}e_1) + Z_{2g}\ th\ (\gamma_{2g}e_2)}{Z_{2g} + Z_{1g}\ th\ (\gamma_{1g}e_1).\ th\ (\gamma_{2g}e_2)}} \qquad (2)$$

z_2 est l'impédance réflective réduite, globale des deux lames de diélectrique court-circuitées, c'est l'impédance mesurée effectivement avec le mesureur d'ondes stationnaires et le diagramme de SMITH.

Cas particulier important :

Si l'on choisit l'épaisseur e_2 de la lame de diélectrique (ε_2) telle que l'on ait :

$$\boxed{e_2 = k\ \lambda_{2g}/2} \qquad (k = 1, 2, 3, \ldots)$$

λ_{2g} étant la longueur d'onde guidée dans le diélectrique (ε_2), il apparaît une simplification importante à la condition que ce diélectrique (ε_2) soit "sans pertes" ou à "très faibles pertes" :

$$\varepsilon_2'' \simeq 0$$

En effet, dans ces conditions, la constante d'atténuation α_{2g} dans le diélectrique (ε_2) peut être négligée et la constante de propagation dans ce milieu est imaginaire pure :

$$\gamma_{2g} \simeq j\beta_{2g}$$

alors : $th\ (\gamma_{2g}e_2) = th\ (j\ \frac{2\pi}{\lambda_{2g}}\ e_2) = j\ tg\ (k\ \pi) = 0$

et ceci quelle que soit la valeur de k
(k = 1 : fenêtre "demi-onde guidée"
k = 2 : fenêtre "onde guidée" ...).

L'impédance relative mesurée devient dans ces conditions :

$$z_2 = \frac{Z_{2g}}{Z_{og}} \frac{Z_{1g} \text{ th } (\gamma_{1g} e_1)}{Z_{2g}} = \frac{Z_{1g}}{Z_{og}} \text{ th } (\gamma_{1g} e_1)$$

soit en introduisant les constantes de propagation :

$$\boxed{z_2 = \frac{\gamma_{og}}{\gamma_{1g}} \text{ th } (\gamma_{1g} e_1)} \qquad (3)$$

Cette expression de l'impédance réduite mesurable est la même que celle concernant une lame seule (relation 1). Dans ces conditions particulières de phase et d'atténuation de la lame de diélectrique (ε_2), il y a équivalence des impédances :

$$\boxed{z_1 = z_2 = z}$$

Simplification de la formule dans le cas où le milieu (O) est l'air :

La constante de propagation dans le guide vide : $\gamma_{og} = \alpha_{og} + j \beta_{og}$ devient imaginaire pure dans l'hypothèse simplificatrice où :

$$\alpha_{og} \simeq 0$$

En appelant λ_{og} la longueur d'onde guidée dans le vide, l'expression de l'impédance z devient :

$$\boxed{- j \frac{\lambda_{og}}{2 \pi} (z) = \frac{\text{th } (\gamma_{1g} e_1)}{\gamma_{1g}}} \qquad (4)$$

Cette relation est fondamentale puisqu'elle relie entre elles les valeurs complexes de l'impédance réflective relative mesurée (z) et de la constante de propagation γ_{1g} dans le diélectrique (ε_1).

Remarque : Ces calculs de reports d'impédances ont été faits dans l'hypothèse d'une propagation guidée, en guide d'onde à parois infiniment conductrices (guide sans pertes).

5 - RELATION ENTRE LA CONSTANTE DE PROPAGATION et (ε_1) :

Voyons comment on peut, à partir de l'équation (4) calculer les parties réelle et imaginaire de la permittivité complexe, l'expérience nous fournissant la valeur de l'impédance (z).

Dans un milieu diélectrique à pertes, en propagation guidée rectangulaire, pour le mode TE_{01}, l'équation de propagation de l'onde s'écrit :

$$\square E = 0 = \Delta E - \varepsilon_1 \mu_1 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$$

avec $\varepsilon_1 = (\varepsilon' - j\varepsilon'')\ \varepsilon_o = \varepsilon_r \varepsilon_o$.

$\mu_1 = (\mu' - j\mu'')\ \mu_o = \mu_r \mu_o = \mu_o$ (matériaux non magnétiques)

Pour résoudre cette équation, on cherche s'il existe, pour le champ électrique, une solution de la forme :

$$E = E_o \cos \frac{\pi y}{b}\ e^{-\gamma_{1g} z}.\ e^{j\omega t}$$

(ω étant la pulsation de l'onde ; b la grande largeur du guide ; la propagation se faisant dans la direction z de l'axe du guide, le champ électrique étant parallèle au petit côté du guide pour le mode considéré).

Après calcul du laplacien du champ électrique et report dans l'équation de propagation de l'onde, il vient :

$$-\frac{4\pi^2}{(2b)^2} E + \gamma_{1g}{}^2 E = \varepsilon_1 \mu_1 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\varepsilon_1 \mu_1 \omega^2 E$$

soit en éliminant E :

$$\gamma_{1g}{}^2 = \frac{4\pi^2}{(2b)^2} - \varepsilon_1 \mu_1 \frac{4\pi^2}{T^2} = 4\pi^2 \left[\frac{1}{(2b)^2} - \frac{\varepsilon_1 \mu_1}{T^2} \right]$$

et en introduisant la longueur d'onde de coupure du guide $\lambda_c = 2b$,

$$\gamma_{1g} = 2\pi \sqrt{\frac{1}{\lambda_c{}^2} - \frac{\varepsilon_1 \mu_1}{T^2}}$$

mais $\varepsilon_1 \mu_1 = \varepsilon_r \varepsilon_o\ \mu_r \mu_o$, soit avec $\mu_r = 1$:

$$\frac{\varepsilon_1 \mu_1}{T^2} = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_o \mu_o}{T^2} = \frac{\varepsilon_r}{(cT)^2} = \frac{\varepsilon_r}{\lambda_o^2} = \frac{\varepsilon' - j\varepsilon''}{\lambda_o^2}$$

λ_o étant la longueur d'onde d'espace libre.

$$\gamma_{1g} = 2\pi \sqrt{\frac{1}{\lambda_c^2} - \frac{\varepsilon' - j\varepsilon''}{\lambda_o^2}} \qquad (5)$$

Remarque : Il existe une méthode de détermination rapide de ε' et ε'' qui consiste à mesurer directement la constante de propagation γ_{1g} dans le diélectrique et dans le guide d'onde simultanément : c'est la méthode de l'échantillon fendu {6}.
Cette méthode de mesure a été mise en application avec succès au Laboratoire pendant quelques années {7}, {8}, mais a été abandonnée à cause des difficultés mécaniques qu'elle présentait (échantillon fendu, coulissant, long). Elle reste néanmoins une méthode de mesure approchée à cause de la fente dans l'échantillon, à un endroit où précisément, la polarisation électrique a son effet maximum.

6 - MESURE DE L'IMPEDANCE REFLECTIVE D'UNE OU DE DEUX LAMES DE DIELECTRIQUE COURT-CIRCUITEES :

a - Généralités :

Considérons une ligne électrique constituée par une source hyperfréquence (K) délivrant une onde électromagnétique monochromatique λ_o dans un guide d'onde, se propageant suivant un mode déterminé (fig. 4).

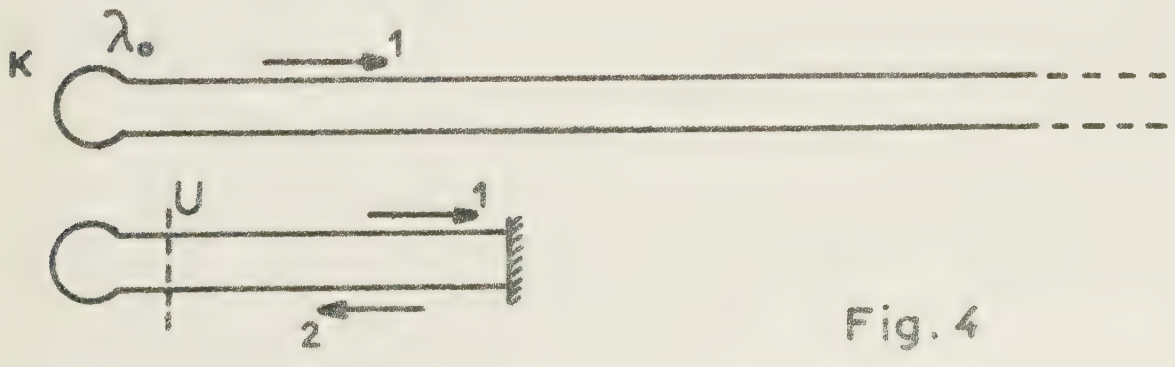


Fig. 4

Dans le cas où le guide d'onde est suffisamment long et ne comporte pas d'obstacle réfléchissant, l'onde émise par le générateur se propage en s'affaiblissant en amplitude (de α dB par mètre de guide), pour devenir nulle au bout d'une certaine longueur de guide ne dépendant que du mode de propagation de l'onde, et de la conductivité propre du guide d'onde. On dit que l'on a "adaptation naturelle" de la ligne à la charge. On peut réaliser plus simplement cette adaptation, en fermant la ligne courte sur son impédance caractéristique Z_c ou encore mieux, sur une "charge adaptée" (film résistant placé à $\lambda_g/4$ d'un court-circuit, coin absorbant ...).

Sur de très grandes longueurs, on a donc affaire à une onde amortie, mais sur de courtes longueurs, adaptées, on peut dire que l'on a une onde à amplitude constante.

Si on utilise une ligne courte terminée par un miroir métallique (fig. 4) normal à l'axe de propagation du guide, l'onde incidente se réfléchit et il y a un phénomène d'ondes stationnaires qui apparaît, caractérisé par des noeuds et des ventres de champ électrique et magnétique.

Ce phénomène d'ondes stationnaires sera d'autant plus "pur" que l'onde réfléchie sur le court-circuit ne rencontrera plus d'obstacles réfléchissants secondaires au cours de sa propagation.

Un moyen classique d'obtenir ce phénomène d'ondes stationnaires pur est l'interposition en U (fig. 4) d'un obstacle totalement absorbant pour l'onde réfléchie 2 et laissant passer l'onde incidente 1. On verra plus loin les dispositifs que l'on peut utiliser.

b - Analyse d'un phénomène d'ondes stationnaires au M.O.S. :

Il existe un moyen très répandu d'analyse des ondes stationnaires, qui est l'utilisation d'un mesureur d'ondes stationnaires (M.O.S.) ; on intercale cet appareil généralement entre la ligne de propagation et la charge.

1) Description sommaire d'un M.O.S. :

Je n'entrerai pas dans les détails de fabrication, de fonctionnement, de règlage de la sonde de ces appareils, j'en rappelerai simplement quelques points essentiels, en renvoyant à la littérature de base pour tout ce qui les concerne {9}, {10},{11}.

Un M.O.S. est constitué par un tronçon de guide (de quelques longueurs d'onde de long) fendu latéralement sur une partie de sa longueur, sur le plus grand côté du guide. Une sonde électrique accordable (à une petite ligne coaxiale secondaire) doit prélever de l'énergie à l'intérieur du guide sans perturber les ondes stationnaires (en les déformant ou en les réfléchissant) quelles que soient les positions relatives de la sonde et de la fente.

Cette sonde est montée sur un chariot pouvant se déplacer le long de la fente, parallèlement à l'axe de propagation de l'onde. Un repère associé au chariot permet de déterminer la position de la sonde à chaque instant par rapport à une origine arbitraire fixe.

Un cristal détecteur, placé sur la ligne coaxiale secondaire, accordable, redresse à une alternance la tension alternative haute fréquence, prélevée par la sonde dans la ligne. Cette tension redressée est directement envoyée à un microvoltmètre continu pour être mesuré ; dans le cas important où l'onde initiale est modulée (à basse fréquence), la tension redressée peut être amplifiée avant d'être de nouveau détectée et appliquée sur un microvoltmètre continu (principe du tosmètre).

2 - Relevés au M.O.S. :

Cet appareil permet de mesurer deux paramètres essentiels des ondes stationnaires, par déplacement de la sonde:

1° - la position d'un minimum ou d'un maximum de champ électrique ;
2° - le rapport existant entre un maximum et un minimum de champ électrique (carré du taux d'ondes stationnaires en tension).

c - Mesure d'une impédance :

Considérons une lame de diélectrique absorbant, court-circuitée et le phénomène d'ondes stationnaires en avant de l'échantillon (fig. 5).

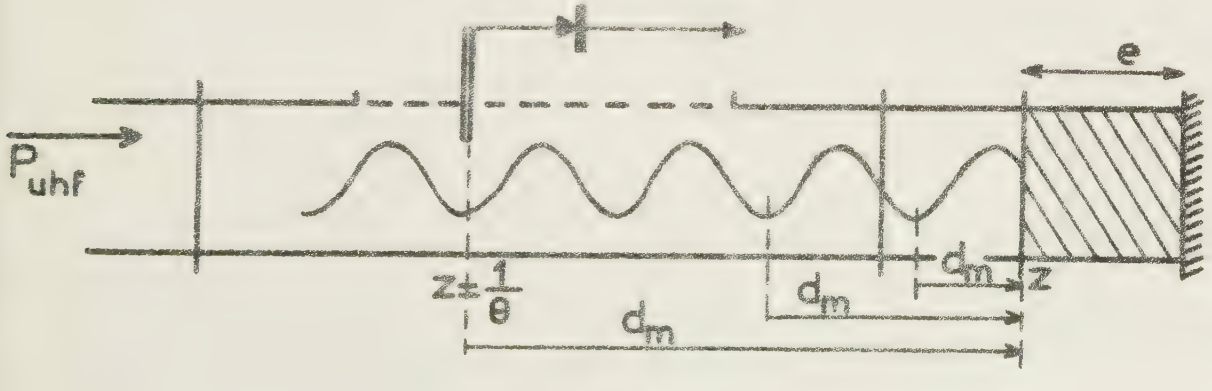


Fig. 5

On veut mesurer l'impédance réflective (z).

Le relevé du T.O.S. (θ) et de la distance d_m permet, à l'aide du diagramme de SMITH de déterminer cette impédance (z), ou l'admittance réflective y = 1/z. (d_m n'est défini qu'à k $\lambda_g/2$).

1 - Utilisation du diagramme de SMITH

Dans les calculs de reports d'impédances, comme on vient de le voir, on reporte en général les impédances de la charge vers la source. C'est ce sens qui est indiqué "en arrière" sur le diagramme de SMITH. Le sens inverse étant le sens "en avant".

Pour les mesures d'impédance, le relevé du T.O.S. (θ) donne la valeur de l'impédance à un minimum de champ électrique $z_m = 1/\theta$; pour avoir l'impédance (z) sur la face avant de la lame, il faut faire un report d'impédance "en avant" de cette impédance z_m, sur une longueur d_m. Sur le diagramme de SMITH, ce report d'impédance se traduit par une rotation du point figuratif de l'impédance z_m de la quantité d_m/λ_g dans le sens "en avant" (fig. 6).

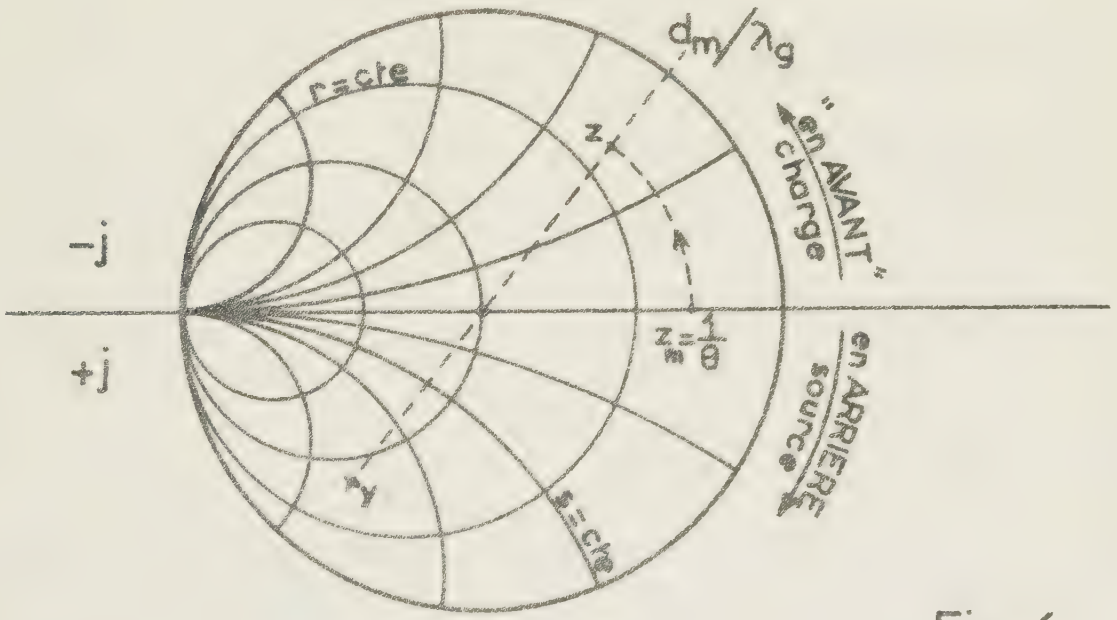


Fig. 6

Au point figuratif de l'impédance (z) se coupent deux courbes r = cte et s = cte, représentant ses parties réelle et imaginaire.

Le signe de la partie imaginaire de l'impédance est déterminé par l'hémicercle dans lequel se trouve le point figuratif (fig. 6). exemple : z = r - js

2 - Utilisation du calcul {12} :

On détermine l'impédance réflective réduite par la relation :

$$z = \frac{1 - j\theta \operatorname{tg} \frac{2\pi d_m}{\lambda_{og}}}{\theta - j \operatorname{tg} \frac{2\pi d_m}{\lambda_{og}}}$$

la quantité d_m entrant dans le calcul est la distance de la face de la lame de diélectrique (z) à un minimum quelconque de champ électrique ($z_m = 1/\theta$).

3 - Détermination du taux d'ondes stationnaires θ

On verra (Ière Partie, Chap. IV) en détail, les différents modes opératoires.

4 - Détermination expérimentale de d_m :

La considération des différents types de M.O.S. que l'on rencontre dans le commerce, permet de les classer en deux catégories (fig. 7).

1° - appareils gradués de la charge vers la source et utilisés comme tels ;
2° - appareils gradués de la source vers la charge et utilisés comme tels.

Selon que la distance d_o du court-circuit à l'origine de l'échelle graduée est connue ou non (fig. 7) on peut évaluer d_m de deux façons différentes.

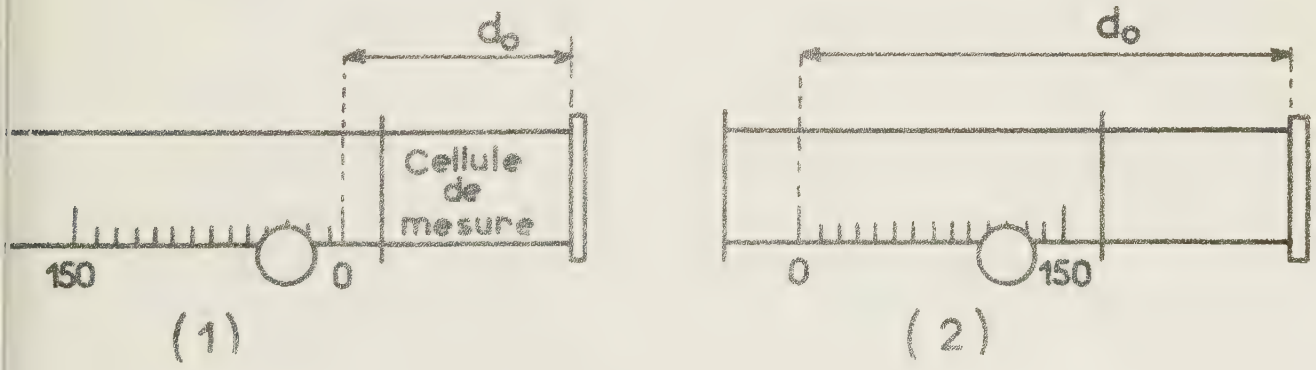


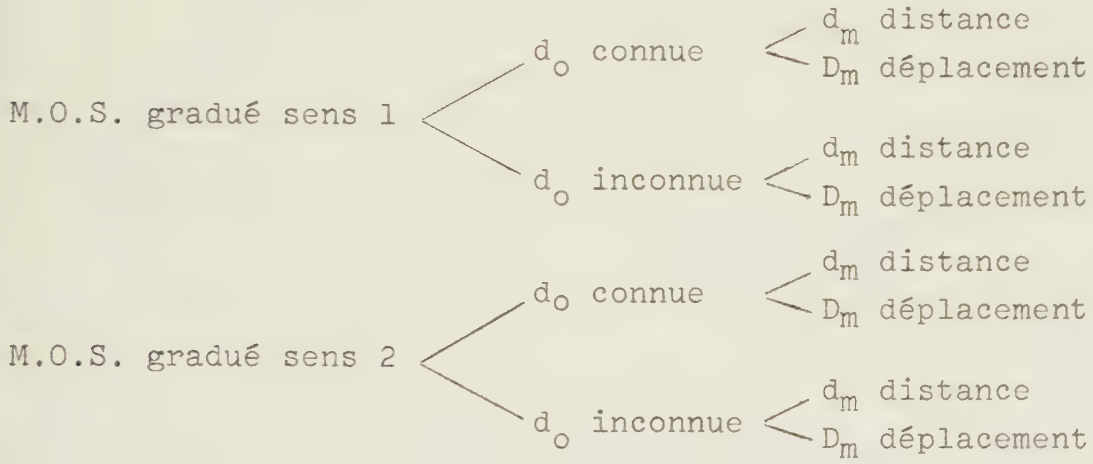
Fig. 7

On peut considérer d_m comme une "distance" d'un minimum à un point fixe ou comme un "déplacement" d'un minimum par rapport à un point fixe.

d_m distance : "c'est la distance d'un minimum de champ électrique à la face avant de l'échantillon (z) définie à k $\lambda_{og}/2$ près"

D_m déplacement : "c'est le déplacement d'un minimum de champ électrique vers la charge, par rapport à la position qu'il occuperait si le court-circuit était sur la face avant de l'échantillon (z)".

On peut ainsi définir d_m de huit façons différentes, que j'ai rassemblées dans le schéma suivant :



Je ne m'occuperai pas des M.O.S. gradués dans le sens (2) mais seulement des autres ; je laisserai également de côté le cas où d_o est connue, assez rare et de toute façon variable avec la cellule de mesure utilisée.

Enfin, après avoir montré la relation qui existe entre les deux valeurs de d_m, je ne parlerai plus que du cas d_m distance, puisque c'est celui qui intéresse nos abaques à lecture directe.

a - double détermination de d_m :

Considérons (fig. 8a) un guide court-circuité vide et le phénomène d'ondes stationnaires produit en avant du court-circuit;

Considérons (fig. 8b) le même guide court-circuité, contenant un échantillon de diélectrique peu absorbant, ainsi que le phénomène d'ondes stationnaires, en avant du diélectrique ;

Considérons (fig. 8c) le même guide vide, mais court-circuité au niveau de l'impédance (z) à mesurer.

Il s'agit d'un cas où l'ordre d'interférence est déterminé.

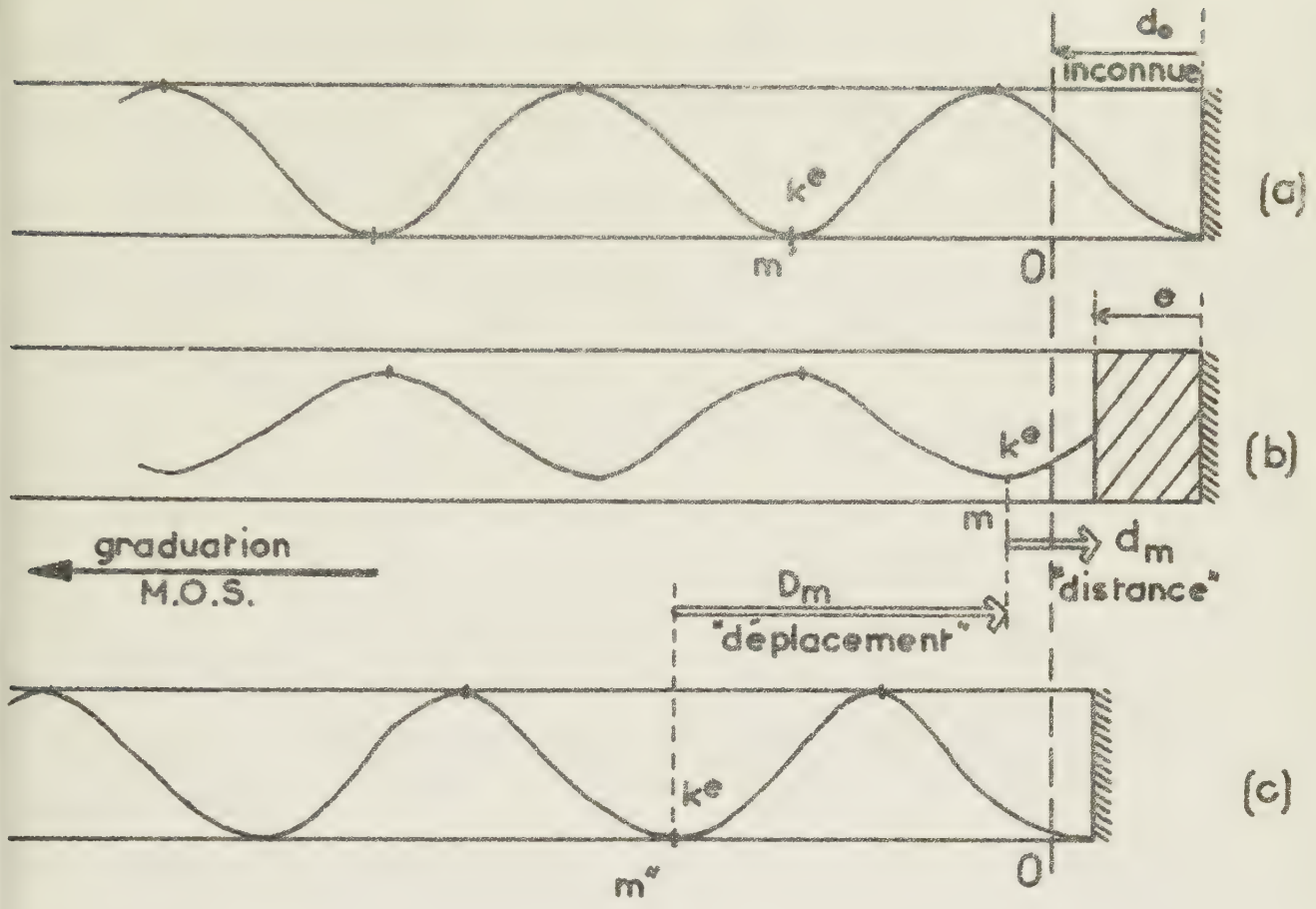


Fig. 8

b - Evaluation de d_m "distance" :

- mesure de la position m' d'un minimum sans échantillon
- mesure de la position m d'un minimum avec échantillon

} (k^e min.)

$$\left.\begin{aligned} d_o + m' &= \lambda_{og}/2 \\ d_o + m &= e - d_m \end{aligned}\right\} \quad d_m = m' - m + e - \frac{\lambda_{og}}{2}$$

ainsi défini, d_m ne peut être qu'une quantité négative.

Comme dans le calcul de l'impédance (z) on utilise la quantité : $tg\ (2\pi d_m/\lambda_g)$, on peut négliger le terme $(-\lambda_{og}/2)$ dans l'application de cette formule, alors d_m peut être une quantité positive ou négative :

$$\boxed{d_m = m' + e - m}$$

c - Evaluation de D_m "déplacement" :

En ramenant le court-circuit au niveau de la face avant de l'échantillon, (fig. 8c), on voit que l'on peut écrire :

$$D_m = - (m' + e - m) = m - e - m'$$

Ce D_m représente un "déplacement" vers la charge du k^e minimum à vide, au cours de la manoeuvre qui consiste à remplacer le court-circuit (z = 0) par l'impédance inconnue (z). Ce n'est pas cette quantité qui intervient dans la formule de calcul de l'impédance.

On voit que les deux définitions sont complémentaires :

$$D_m + d_m = - \lambda_{og}/2$$

d - Valeur utilisée sur les abaques :

On a gradué l'axe des abscisses des abaques décrits au Chapitre III en valeurs de d_m "distance" et la formule de l'impédance (z) a été programmée en conséquence (avec signes +).

C'est également cette quantité d_m qui est utilisée par MONTGOMERY {13} dans l'exposé de la méthode de la ligne court-circuitée.

Remarque : Certains dispositifs de mesure {14}, {15} permettent, pour des épaisseurs d'échantillons constantes, de faire la mesure à vide (m") avec le court-circuit à la hauteur de la phase d'entrée de l'échantillon (fig. 8b et c).
Si les deux mesures avec ou sans échantillon sont m et m", le d_m "distance" vaut :

$$d_m = m" - m - \frac{\lambda_{og}}{2}$$

et le D_m "déplacement" vaut :

$$D_m = - (m" - m)$$

Dans ce cas là, l'épaisseur de l'échantillon n'intervient plus.

7 - DIFFERENTES METHODES DE RESOLUTION DE L'EQUATION thz/z :

Les premiers utilisateurs de cette méthode de mesure furent ROBERTS et von HIPPEL {1} en 1946 ; ils proposèrent alors leur mode de résolution. Puis, d'autres procédés furent successivement développés par BENOIT {16} en 1949 et LE BOT et LE MONTAGNER {17} en 1951. Enfin, LEBRUN {18} donna en 1953 un autre mode de résolution, suivi par FELDEN {19} qui proposa en 1959, un complément aux abaques de ROBERTS et von HIPPEL.

L'équation de résolution se présentait sous la forme générale :

$$\frac{\text{th}\,(\gamma_{1g}e)}{\gamma_{1g}e} = -j\,\frac{\lambda_{og}}{2\pi e}\left[\frac{1 - j\theta\,\text{tg}\,\frac{2\pi d_m}{\lambda_{og}}}{\theta - j\,\text{tg}\,\frac{2\pi d_m}{\lambda_{og}}}\right]$$

qui peut s'écrire :

$$\frac{\text{th}\,(a + jb)}{a + jb} = c + jd$$

Je rappelerai l'essentiel de ces différents modes de résolution avant de passer à notre système, mis au point en 1965.

a - Méthode de ROBERTS et von HIPPEL :

Ils résolvent l'équation : $\dfrac{\text{th}\,Te^{j\tau}}{Te^{j\tau}} = C\,e^{j\zeta}$

Le nombre complexe $Ce^{j\zeta}$ est calculé à partir de l'épaisseur de la lame de diélectrique, de la longueur d'onde guidée λ_{og}, du T.O.S. θ et de la distance d_m d'un minimum de champ électrique à la surface libre du diélectrique.

Ils tracent les courbes C = cte et ζ = cte dans le diagramme cartésien (τ, T).

Les arguments τ et ζ sont exprimés en degrés et la forme de l'abaque général est indiquée (fig. 9).

La fonction hyperbolique étant multiforme, il est nécessaire de faire deux mesures sur deux épaisseurs différentes d'échantillon ; alors une seule solution graphique satisfait l'expérience, la valeur cherchée.

Les épaisseurs qui donnent la meilleure précision sont voisines de $(2k - 1)\,\lambda_{g\varepsilon}/4$. (On verra que ce sont les mêmes valeurs d'épaisseurs par notre méthode).

Cette méthode comporte ensuite des calculs qui permettent, à l'aide de formules appropriées de remonter à ε' et à ε''.

Ces abaques sont indépendants de la fréquence de mesure et utilisables pour les guides circulaires et coaxiaux également. Ils sont donc d'un très grand intérêt. On trouve leur développement précis dans des tables {4}.

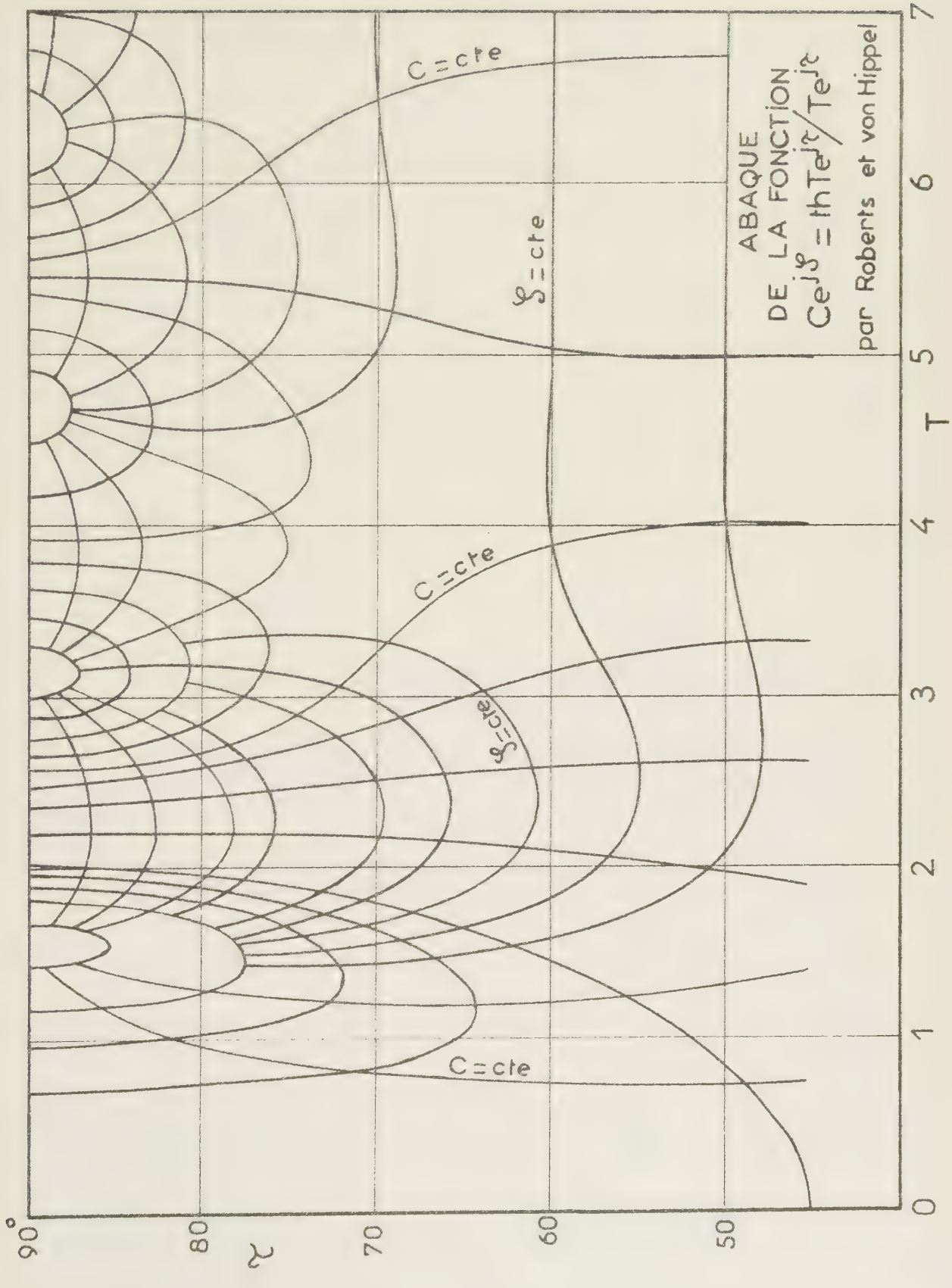

ABAQUE
DE LA FONCTION
$Ce^{j\varphi} = thTe^{j\varphi}/Te^{j\varphi}$
par Roberts et von Hippel
C=cte
φ=cte
C=cte
φ=cte
C=cte
90°
80
70
60
50
τ
0
1
2
3
4
T
5
6
7

Fig. 9

b - Méthode de LE BOT ET LE MONTAGNER :

Ils résolvent l'équation : $\frac{th\ (x + jy)}{x + jy} = R\ e^{j\ arctg\ T} = R\ e^{j\phi}$

Cette méthode est intermédiaire entre celle de BENOIT et celle de ROBERTS et von HIPPEL.

Ils tracent dans le plan cartésien (x, y) les courbes R = cte et T = cte ; alors :

$$R = (x^2 + y^2)^{-1/2}\ (ch\ 2x + cos\ 2y)^{-1/2} (ch\ 2x + cos\ 2y)^{1/2}$$

$$T = (x\ sin\ 2y - y\ sh\ 2x)\ /\ (x\ sh\ 2x + y\ sin\ 2y)$$

Les données de l'expérience permettent le calcul de R et T et l'abaque permet de lire x et y (fig. 10).

La permittivité est alors donnée par les relations :

$$\begin{cases} \varepsilon' = \dfrac{\lambda_o^2}{4\pi^2 e^2}\ (y^2 - x^2) + \left(\dfrac{\lambda_o}{\lambda_c}\right)^2 \\ \varepsilon'' = \dfrac{\lambda_o^2}{4\pi^2 e^2}\ 2\ xy \end{cases}$$

Il est également nécessaire de faire deux mesures pour lever l'indétermination due à la fonction hyperbolique.

Cet abaque a été utilisé au Laboratoire pendant longtemps pour les premières mesures de permittivités complexes{20}. Il est également indépendant de la fréquence à laquelle est faite la mesure.

c - Méthode de LEBRUN :

L'équation à résoudre s'écrit : $\frac{th\ z}{z} = - j\ \frac{\lambda_{og}}{2\pi e}\ (z)$

Il pose : $z\ coth\ z = j\ \frac{2\pi\ e}{\lambda_{og}}\ \left(\frac{1}{z}\right) = g - j\ b$

ou encore : $(U + j\ V)\ coth\ (U + j\ V) = g - j\ b$

Il trace dans le plan cartésien (U, V) les courbes g = cte et b = cte. En développant et en identifiant terme à terme, il vient :

$$b = \frac{V\ sin\ 2V + U\ sh\ 2U}{ch\ 2U - cos\ 2V} \qquad g = \frac{V\ sh\ 2U - U\ sin\ 2V}{ch\ 2U - cos\ 2V}$$

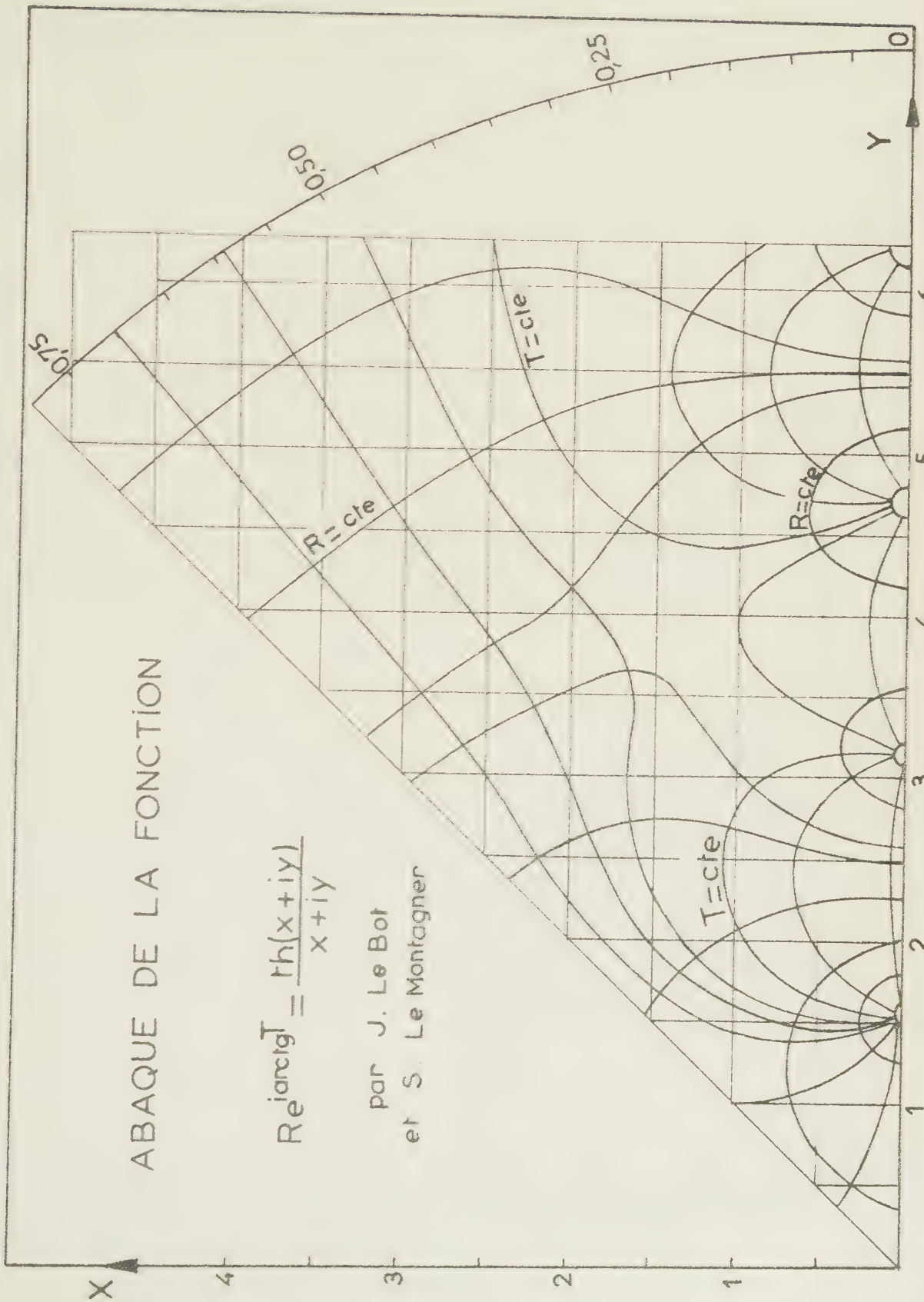

ABAQUE DE LA FONCTION
$Re^{i\arctg T} = \frac{th(x+iy)}{x+iy}$
par J. Le Bot
et S. Le Montagner
R=cte
T=cte
T=cte
R=cte
0,75
0,50
0,25
0
X
Y
1
2
3
4
1
2
3
4
5
6

Fig. 10

Comme ROBERTS et von HIPPEL, cet auteur a développé certaines zones de ses abaques les plus intéressantes; je donne (fig. 11) une reproduction schématique d'un de ses abaques.

Les données expérimentales permettent le calcul de g et b et l'abaque permet la lecture de U et V ; il faut faire au moins deux mesures pour lever l'indétermination. On remonte aux valeurs de ε' et ε'' par des formules identiques à celles de LE BOT et LE MONTAGNER, où x et y sont remplacés par U et V.

J'ai utilisé cet abaque au Laboratoire pendant quatre ans et je l'ai trouvé plus précis et plus pratique que celui de LE BOT et LE MONTAGNER car il est beaucoup plus développé ; cet abaque est également indépendant de la fréquence de mesure.

d - Méthode de FELDEN et FELDEN :

Ils ont repris le procédé de ROBERTS et von HIPPEL, en se préoccupant de tracer des abaques pour des valeurs de T supérieures aux plus grandes valeurs données par ces auteurs (en vue d'études à 30 GHz, ayant besoin d'expérimenter sur des épaisseurs importantes d'échantillons de gaz). Mais ils tracèrent les courbes T = cte et τ = cte dans le diagramme cartésien (C, ψ) et dans le diagramme cartésien $(1/C, \psi)$. Ces graphiques ont les mêmes propriétés que ceux de ROBERTS et von HIPPEL.

e - Méthode de BENOIT :

L'équation à résoudre s'écrivant $\text{th}z/z = -j\frac{\lambda_{og}}{2\pi e}(z)$

il pose $z = u + j\,2\pi w = u + jv$ et il trace dans le plan complexe (X, Y) les courbes u = cte et w = cte.

L'impédance mesurée (z) multipliée par $(\lambda_{og}/2\pi e)$ donne un nombre complexe $(X \pm jY)$ que l'on reporte sur l'abaque. On lit les valeurs de u et de w, d'où la valeur de (z). Des formules appropriées permettent de remonter aux valeurs de ε' et ε''.

Cet abaque reste d'une utilisation délicate car il est approximatif, les courbes u = cte étant assimilées à des cercles, alors qu'elles ne sont que des pseudo-cercles.

REFERENCES

{1} ROBERTS (S.) et von HIPPEL (A.R.) J. Appl. Phys., 17 (1946)610.
{2} MONTGOMERY (C.G.) "Technique des mesures en micro-ondes" T. 2, p. 650, (Chiron Paris 1954).
{3} REDHEFFER (R.M.), WILDMAN (R.C.), O'GORMAN (V.) J. Appl. Phys., 23 (1952) 505.

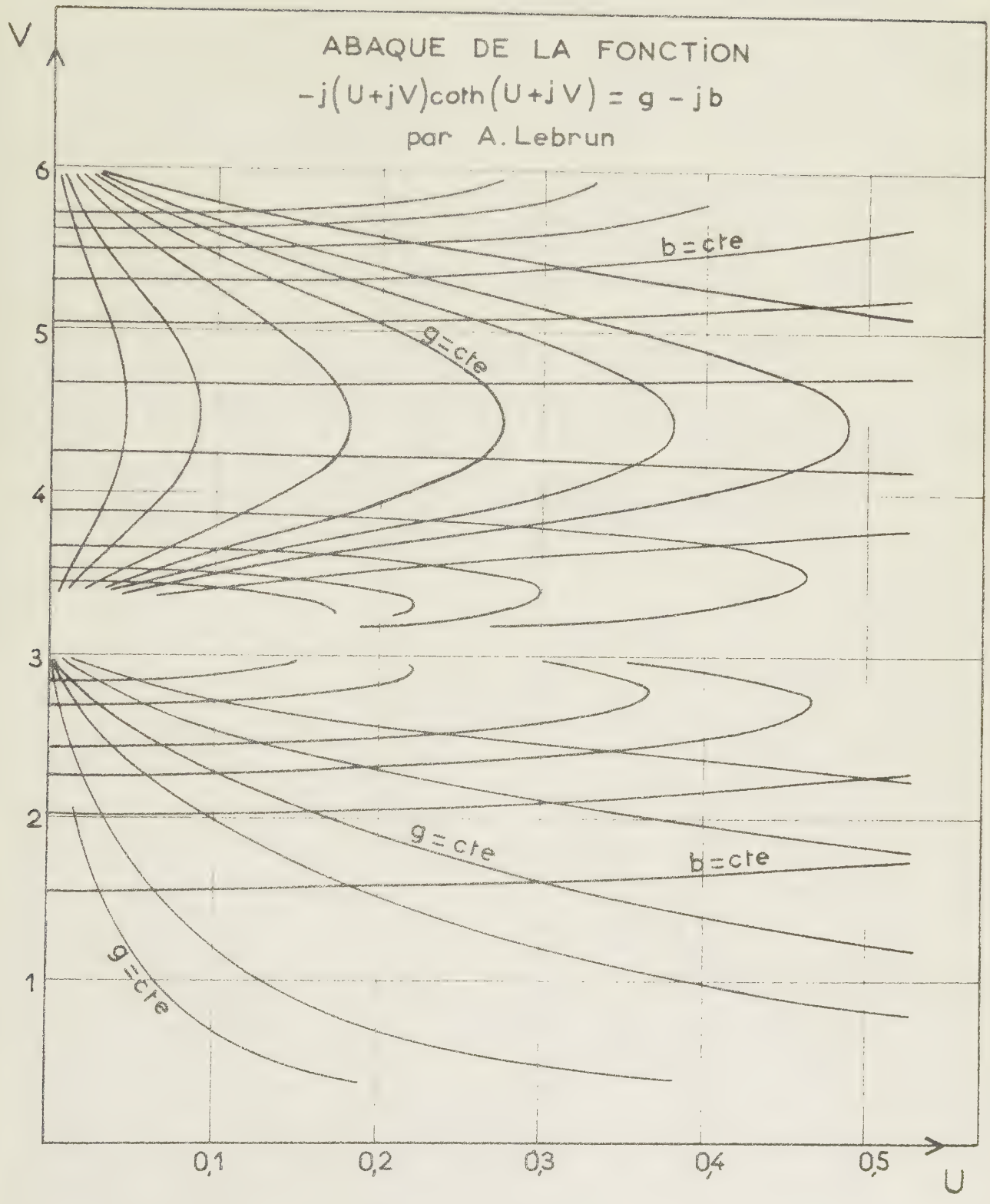

ABAQUE DE LA FONCTION
$-j(U+jV)\coth(U+jV) = g - jb$
par A. Lebrun
V
U
6
5
4
3
2
1
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
b = cte
g = cte
g = cte
b = cte
g = cte

Fig. 11

{4} von HIPPEL (A.R.) "Les diélectriques et leurs applications" p. 131, (Dunod, Paris, 1961).
{5} SURBER (W.H.) et CROUCH (G.E.) J. Appl. Phys., 19 (1948)1130.
{6} FRANKLIN (H.) et BRANIN (J.) J. Appl. Phys., 33 (1952) 990.
{7} SERVANT (R.) et GOUGEON (J.) C.R. Acad. Sci., 242 (1956)2318.
{8} WEEVERS (J.) Thèse 3ème cycle, Bordeaux, 1960.
{9} Idem à 2 , p. 493.
{10} BARLOW (H.M.) et CULLEN (A.L.) "Microwave measurements"p.118. (Constable, London,1966).
{11} GINZTON (E.L.) "Microwave measurements" p. 238 (Mc Graw-Hill, New-York, 1957).
{12} SERVANT (R.) Cours d'Optique Ultrahertzienne, Propagation, (1960 - 61)
{13} Idem à 2 , p. 653 et 657.
{14} LISSAYOU (J.) Thèse 3ème cycle, Bordeaux, 1963.
{15} CLAUSSE (M.) Thèse 3ème cycle, Bordeaux, 1968.
{16} BENOIT (J.) Ann. Télécom., 4 (1949) 16.
{17} LE MONTAGNER (S.) et LE BOT (J.), C.R. Acad. Sci., 233 (1951) 1017.
{18} LEBRUN (A.) C.R. Acad. Sci., 234 (1952) 518.
{19} FELDEN (M.) et FELDEN (M.) Ond. Elect.,390 (1959) 754.
{20} WEEVERS (J.) Thèse 3ème cycle, Bordeaux, 1960.

CHAPITRE III

NOUVEAUX ABAQUES A LECTURE DIRECTE POUR L'APPLICATION DE LA METHODE DE LA LIGNE COURT-CIRCUITEE

{Ce travail a été fait en collaboration avec G. DELBOS en 1966 ; les calculs numériques ont été effectués sur l'Ordinateur I.B.M. 1620 du Laboratoire de Monsieur le Professeur GAY}.

1 - GENERALITES :

Toutes les méthodes de résolution de l'équation transcendante de base nécessitent l'utilisation du diagramme de SMITH (ou de calculs correspondants) et d'abaques divers {1} à {5} suivis de nombreux calculs numériques pour arriver aux valeurs finales ε' et ε'' de la permittivité complexe. Une levée d'indétermination est nécessaire dans tous les cas et il est très difficile d'évaluer la "précision de la mesure" par ces procédés.

Nous nous sommes préoccupés de la lecture directe de ε' et ε'' sur un diagramme en fonction des relevés expérimentaux θ (T.O.S.) et d_m (distance d'un minimum de champ électrique à la face d'entrée de l'échantillon).

Nous avons trouvé un moyen de lier ε' et ε'' à θ et d_m par un système d'abaques cartésiens à deux variables {6}, {7}. Cela n'est possible qu'à condition de fixer deux paramètres de l'équation transcendante de base. Le système que nous présentons ne comporte pas de levée d'indétermination (du fait de la multiplicité de forme de la fonction).

Pour les études de permittivités complexes aux hyperfréquences, on est souvent intéressé par une mesure dans chaque bande de fréquence (S, X, L, Q ...). En effet, si l'on ne dispose pas des moyens nécessaires pour faire varier la fréquence (dans chaque bande) dans de larges proportions ou si l'on a choisi de faire varier les paramètres de l'échantillon, on est appelé à travailler à fréquence fixe. Enfin, il faut que la ligne de propagation possède des éléments hyperfréquences à bande passante suffisamment large pour pouvoir faire varier la fréquence ; or, en particulier, les unilignes à déplacement de champ ont une bande passante assez étroite et cela peut être très gênant pour l'application de la méthode du court-circuit.

Donc, pour plusieurs raisons, nous avons fixé la fréquence de mesure en bande X (9455 MHz). Une stabilisation de fréquence en assure la stabilité à 10^{-5}.

La fréquence étant fixée, on peut, sous réserve de "quantifier" l'épaisseur de l'échantillon de diélectrique et de fixer le numéro de la détermination de la fonction de base ($k = 1, 2, 3, \ldots$) tracer des abaques cartésiens $(\varepsilon', \varepsilon'') \Leftrightarrow (\theta, d_m)$ pour N_o = cte et e = cte.

Notre travail comporte deux parties :

1° - Tracé de 4 abaques à lecture directe, permettant de mesurer une gamme très importante de permittivités complexes à la lère détermination (k = 1) en lames minces. La précision de mesure de ces abaques est en moyenne de 4 à 5 % dans les zones utilisables.

2° - Tracé de diagrammes de résolution de la fonction de base dans deux cas particuliers importants, en vue d'obtenir la précision optimum autant sur ε' que sur ε'' et permettant d'aller aux limites de performances de la méthode. Ces diagrammes présentent l'avantage de pouvoir mesurer indépendamment ε' ou ε'' avec le maximum de précision possible et à des déterminations d'ordres élevés (k> 1).

Alors que les premiers abaques seront utilisés pour les mesures systématiques de permittivités complexes inconnues - ou pour les études de variations de ces permittivités en fonction de la température - les seconds (diagrammes) seront plutôt réservés à la mesure de la n^{e} décimale d'une permittivité complexe donnée, c'est-à-dire à la recherche de la "valeur absolue". Ils peuvent également servir à faire des mesures complémentaires en certaines zones des abaques moins précises (zones de recoupement des valeurs ε').

2 - TRACE DES ABAQUES A LECTURE DIRECTE :

L'équation transcendante de résolution de la méthode liant implicitement ε' et ε'' à θ et d_m ainsi qu'à l'épaisseur (e) et aux différentes longueurs d'ondes : λ_o, λ_c, λ_g s'écrit :

$$\frac{\text{th } 2\pi e \sqrt{\frac{1}{\lambda_c^2} - \frac{\varepsilon' - j\varepsilon''}{\lambda_o^2}}}{2\pi e \sqrt{\frac{1}{\lambda_c^2} - \frac{\varepsilon' - j\varepsilon''}{\lambda_o^2}}} = -j \frac{\lambda_g}{2\pi e} \left[\frac{1 + j\theta \text{ tg } \frac{2\pi d_m}{\lambda_g}}{\theta + j \text{ tg } \frac{2\pi d_m}{\lambda_g}} \right]$$

Relation {A}

Le d_m de cette équation est celui que l'on a défini au chapitre précédent et signifiant "distance".

a - Longueur d'onde guidée dans un diélectrique :

Elle se calcule à partir de la relation qui existe entre la constante de propagation γ_{lg} dans le diélectrique et la permittivité complexe.

On a trouvé (Ière Partie, Chap. II), en appelant : $\gamma_{lg} = \gamma_{g\varepsilon} = \alpha_{g\varepsilon} + j\beta_{g\varepsilon}$ la relation :

$$\gamma_{g\varepsilon} = \alpha_{g\varepsilon} + j\,\frac{2\pi}{\lambda_{g\varepsilon}} = 2\pi\sqrt{\frac{1}{\lambda_c^2} - \frac{\varepsilon' - j\varepsilon''}{\lambda_o^2}}$$

Par élévation au carré, suivie d'une identification des parties réelle et imaginaire de cette expression, il vient :

$$\begin{cases} \varepsilon' = \lambda_o^2 \left[\dfrac{1}{\lambda_c^2} + \dfrac{1}{\lambda_{g\varepsilon}^2} \right] - \alpha_{g\varepsilon}^2 \dfrac{\lambda_o^2}{4\pi^2} \\ \varepsilon'' = \dfrac{\lambda_o^2}{\pi\,\lambda_{g\varepsilon}}\,\alpha_{g\varepsilon} \end{cases}$$

Par élimination de $\alpha_{g\varepsilon}$ de ces deux équations et à condition que $\alpha_{g\varepsilon} \neq 0$, on obtient une relation entre $\lambda_{g\varepsilon}$, ε' et ε'' :

$$\varepsilon' = \lambda_o^2 \left[\frac{1}{\lambda_c^2} + \frac{1}{\lambda_{g\varepsilon}^2} \right] - \frac{\varepsilon''^2\,\lambda_{g\varepsilon}^2}{4\,\lambda_o^2}$$

c'est une équation bicarrée en $\lambda_{g\varepsilon}$:

$$0 = \lambda_{g\varepsilon}^4 \left(\frac{\varepsilon''^2}{4\lambda_o^2} \right) + \lambda_{g\varepsilon}^2 \left(\varepsilon' - \frac{\lambda_o^2}{\lambda_c^2} \right) - \lambda_o^2$$

qui s'écrit en posant $x = \lambda_{g\varepsilon}^2$

et $\quad a = \dfrac{\varepsilon''^2}{4\lambda_o^2}\,, \quad b = \varepsilon' - \dfrac{\lambda_o^2}{\lambda_c^2}\,, \quad c = -\lambda_o^2$

$$ax^2 + bx + c = 0$$

$$x = -\frac{b}{2a} \pm \frac{1}{2a}\sqrt{b^2 - 4ac}$$

en ne retenant que la racine $x > 0$,

$$\lambda_{g\varepsilon} = \left[-\frac{b}{2a} + \frac{1}{2a}\sqrt{b^2 - 4ac} \right]^{1/2}$$

ce qui s'écrit :

$$\lambda_{g\varepsilon} = \frac{\lambda_o\sqrt{2}}{\varepsilon''} \left\{ \left[\left(\varepsilon' - \frac{\lambda_o^2}{\lambda_c^2} \right)^2 + \varepsilon''^2 \right]^{\frac{1}{2}} - \left[\varepsilon' - \frac{\lambda_o^2}{\lambda_c^2} \right] \right\}^{\frac{1}{2}}$$

Cette relation permet de calculer $\lambda_{g\varepsilon}$ dans tous les cas, connaissant la permittivité complexe du diélectrique ($\varepsilon'' \neq 0$).

Dans le cas simple où $\varepsilon'' < 1$, le calcul peut se faire avec une bonne approximation par une relation plus simple ; on a trouvé :

$$x = \frac{b}{2a}\left(-1 + \sqrt{1 + \frac{\varepsilon''^2}{b^2}}\right)$$

On peut considérer ε''^2/b^2 très petit devant 1 :

$$x = \frac{b}{2a}\left[-1 + \left(1 + \frac{\varepsilon''^2}{2b^2} - \frac{1}{8}\left(\frac{\varepsilon''^2}{b^2}\right)^2 + \ldots\right)\right]$$

$$= \frac{\lambda_o^2}{b}\left[1 - \frac{\varepsilon''^2}{4b^2} + \ldots\right]$$

$$\lambda_{g\varepsilon} = \lambda_o\, b^{-1/2}\left[1 - \frac{\varepsilon''^2}{4b^2} + \ldots\right]^{1/2}$$

$$\boxed{\lambda_{g\varepsilon} = \lambda_o\left[\varepsilon' - \frac{\lambda_o^2}{\lambda_c^2}\right]^{-\frac{1}{2}}\left[1 - \frac{1}{8}\left[\frac{\varepsilon''}{\varepsilon' - \frac{\lambda_o^2}{\lambda_c^2}}\right]^2 + \ldots\right]}$$

Cette formule tient compte de la valeur ε'' du diélectrique et peut convenir pour des diélectriques à faibles pertes {8}.

Enfin, dans le cas simple où $\varepsilon'' = 0$, la relation se simplifie pour donner la formule classique :

$$\boxed{\lambda_{g\varepsilon} = \lambda_o\left[\varepsilon' - \frac{\lambda_o^2}{\lambda_c^2}\right]^{-1/2}}$$

b - Définition d'une "détermination" de la fonction {A} :

Nous parlerons souvent de "k^e détermination" de la fonction de base ; il faut définir ce que l'on entend par là.

En propagation guidée, un échantillon diélectrique possédant sa propre longueur d'onde de propagation, on est appelé à la comparer à son épaisseur (e).

On dira que l'échantillon est à la "k^e détermination" lorsqu'il y aura la possibilité d'y loger k maximums d'ondes stationnaires, c'est-à-dire lorsqu'il existera entre (e) et ($\lambda_{g\varepsilon}$) la relation :

$$e = (2k - 1)\frac{\lambda_{g\varepsilon}}{4} \pm \frac{\lambda_{g\varepsilon}}{4}$$

à la 1ère détermination (k = 1) $\quad 0 \leqslant e_1 \leqslant \frac{\lambda_{g\varepsilon}}{2}$

à la 2ème détermination (k = 2) $\quad \frac{\lambda_{g\varepsilon}}{2} \leqslant e_2 \leqslant \lambda_{g\varepsilon}$

Nous indiquons (fig. 12) la disposition des épaisseurs aux différentes déterminations. Elles sont en progression arithmétique de raison $\lambda_{g\varepsilon}/2$.

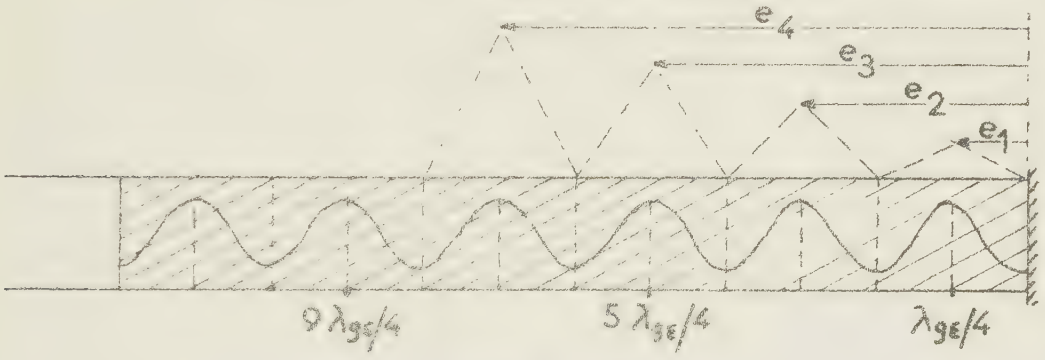


Fig. 12

c - Forme générale d'un abaque :

Nous avons fait une programmation en langage FORTRAN II de la fonction de base {A}, puis les calculs à l'Ordinateur.

Dans un premier programme, nous n'avions pas fixé l'ordre de la détermination ; les données d'entrée étaient les constantes λ_g, λ_c, e et les variables ε' (une gamme de valeurs) et ε'' (une gamme de valeurs). L'Ordinateur donnait les couples de valeurs (θ, d_m) correspondant à chaque couple (ε', ε'') obtenu par combinaison des gammes de valeurs en ε' et en ε''.

Pour une épaisseur (e) donnée et pour des valeurs de $\varepsilon' > 1$ et de ε'' quelconques (non nulles) l'Ordinateur donnait des résultats (θ, d_m) pouvant appartenir aux 1^e, 2^e, 3^e ... k^e détermination, sans distinction de l'ordre (ainsi que des T.O.S. très grands), puisque nous n'imposions pas dans le programme les limites en ε' dues à la détermination.

Un premier report des résultats dans un repère cartésien (θ, d_m) à échelles linéaires, pouvait être fait et donner les premières indications relatives au morphologisme des lignes ε =cte (fig. 13).

Ainsi, on constatait que :

1° - les courbes ε' = cte étaient parallèles à l'axe des T.O.S. pour les fortes valeurs de θ.

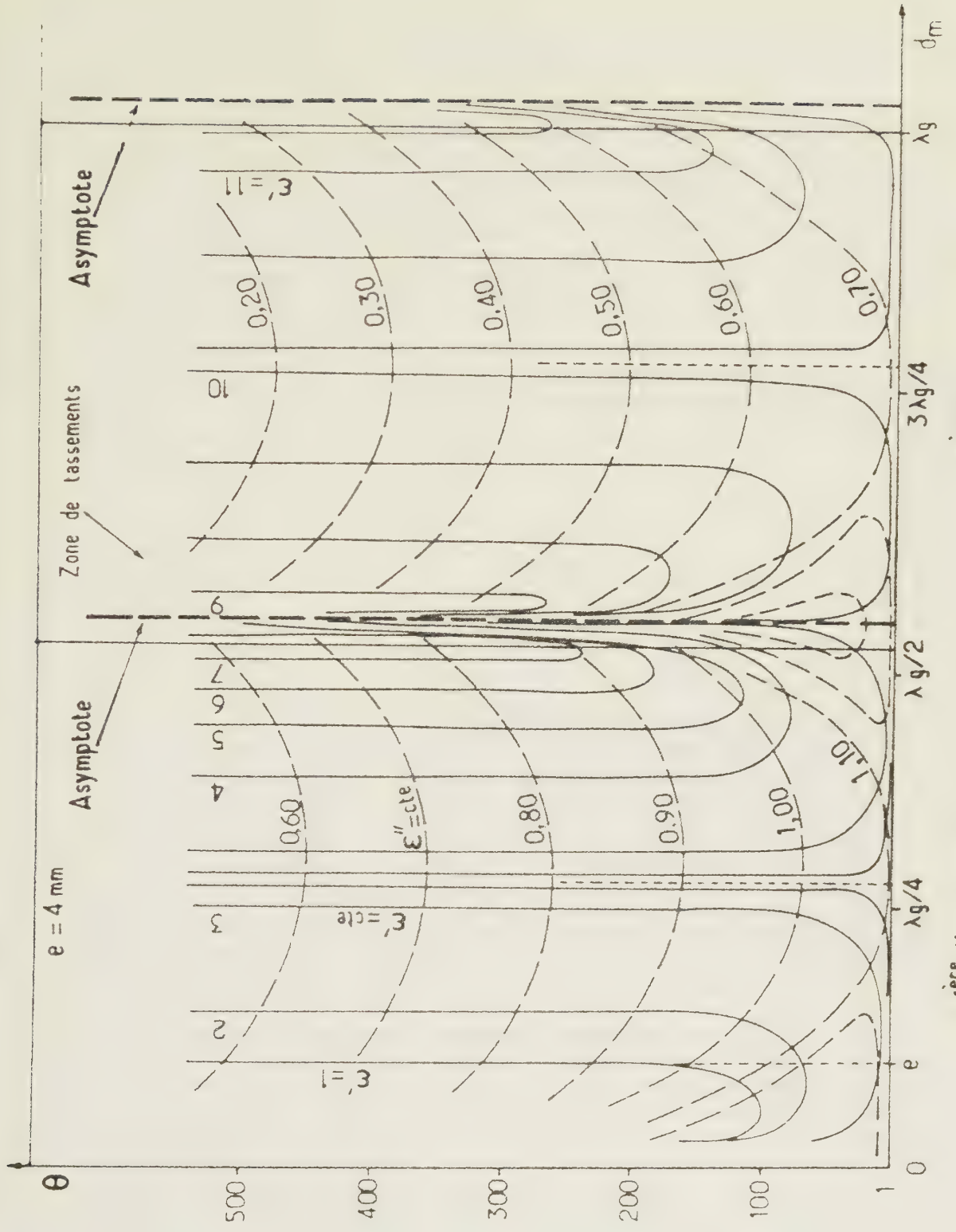

θ
e = 4 mm
Asymptote
Asymptote
Zone de tassements
ε'=cte
ε''=cte
0,60
0,80
0,90
1,00
1,10
0,10
0,20
0,30
0,40
0,50
0,60
ε'=1
ε'=3
ε'=11
500
400
300
200
100
1
0
e
λg/4
λg/2
3λg/4
λg
dm
1ère détermination
2ème détermination

Fig . 13

Les courbes ε' = cte se tassaient pour $d_m \to 0$ ou $d_m \to \lambda_g/2$, alors qu'elles étaient très dilatées au centre pour $d_m \simeq \lambda_g/4$.

La courbe ε' = 1 avait pour abscisse d_m = e, ce qui physiquement avait bien un sens (pour $\varepsilon'' \simeq 0$), puisque si l'on considère une lame d'air e = cte (déphasage nul), d_m = e.

2° - L'axe de symétrie de chaque détermination n'était pas exactement à $\lambda_g/4$.

3° - Il y avait des points de rebroussement pour des courbes ε'' = cte et des points singuliers pour les courbes ε' = cte aux mêmes endroits.

4° - Il y avait rigoureusement la même répartition des courbes ε'' = cte (dans la partie centrale) que sur l'échelle des T.O.S., c'est-à-dire linéaire, mais d'ordre croissant inverse :

$$\varepsilon'' = \frac{C}{\theta} \qquad C = \text{cte}$$

La valeur de la constante C est remarquable, c'est précisément la valeur ε''_c de la courbe ε'' = cte pour θ= 1, soit :

$$\boxed{\varepsilon'' = \frac{\varepsilon''_c}{\theta}}$$

5° - Toutes les courbes ε = cte devenaient tangentes à une asymptote verticale décalée vers la droite de $d_m = \lambda_g/2$ d'une même quantité (Δd_m) que le décalage de la ligne centrale par rapport à l'abscisse $d_m = \lambda_g/4$.

6° - La densité des courbes ε' = cte devenait plus faible avec l'ordre croissant des déterminations.

7° - Les courbes ε'' = cte étaient d'autant plus près de l'axe d_m que l'ordre de la détermination était élevé. (ε''_c, valeur limite de ε'' diminuait avec l'ordre de la détermination).

d - Choix de la 1e détermination :

On voit d'après la constatation 6° du paragraphe précédent qu'il serait intéressant de connaître la répartition exacte des courbes ε' = cte pour une épaisseur (e) aux différentes déterminations.

Avec l'équation du type {A}, si l'on se fixe des gammes de valeurs de ε' et l'ordre de la détermination, donc l'épaisseur, les valeurs de ε'' sont liées à celles de ε' pour cette épaisseur. Si l'on se fixe des gammes de valeurs de ε'', c'est l'inverse.

On a fait l'étude de la répartition des courbes ε' = cte, pour θ très grand (les courbes sont alors parallèles). Lorsque $\theta \to \infty$ cela signifie $\varepsilon'' \to 0$, à chaque détermination.

1) Etude de la fonction {A} pour $\varepsilon'' = 0$, $\theta = \infty$:

En traçant les courbes $\varepsilon' = cte$ dans le repère cartésien (e, d_m) et en coupant les courbes par des droites $e = cte$, on obtient la répartition cherchée.

La fonction initiale {A} se simplifie pour devenir :

$$\operatorname{tg} 2\pi e \sqrt{\frac{\varepsilon'}{\lambda_o^2} - \frac{1}{\lambda_c^2}} = \lambda_g \left[\operatorname{tg} \left(\frac{2\pi d_m}{\lambda_g} \right) \sqrt{\frac{\varepsilon'}{\lambda_o^2} - \frac{1}{\lambda_c^2}} \right]$$

soit en posant :

$$Q = 2\pi \sqrt{\frac{\varepsilon'}{\lambda_o^2} - \frac{1}{\lambda_c^2}} \qquad \text{et} \quad R = \frac{2\pi}{\lambda_g}$$

$$\boxed{e = \frac{1}{Q} \operatorname{arctg} \left(\frac{Q}{R} \operatorname{tg} (R\, d_m) \right)}$$

Après avoir fait l'étude mathématique de cette fonction $e = f(d_m)$ avec ε' comme paramètre, on a tracé la courbe représentative pour quelques valeurs du paramètre (fig. 14).

On voit que dans les intervalles successifs $\{0, \lambda_g/2\}$, $\{\lambda_g/2, \lambda_g\}$, ... la tangente prend toujours la même valeur, mais l'arctangente est multiforme et augmente dans chaque intervalle, ce qui explique la forme croissante des courbes.

Physiquement, on a pris comme courbe limite, la courbe $\varepsilon' = 1$ (pour les diélectriques usuels), qui est une droite, en effet dans ce cas là on voit que :

$$Q = \frac{2\pi}{\lambda_g} \qquad e = d_m$$

Nous avons fait une programmation de cette formule pour tracer ce réseau avec précision, pour des valeurs de (e) et de (d_m) réelles.

2) Répartition des valeurs de ε' à $e = cte$:

En coupant le réseau de courbes par une droite parallèle à l'axe des abscisses ($e = cte$), les intersections avec le réseau donnent la répartition des valeurs de ε' dans chaque détermination.

On voit que plus (e) est grand, plus la densité des courbes devient faible, dans chaque détermination. A épaisseur égale, il y a moins d'intersections aux déterminations d'ordres

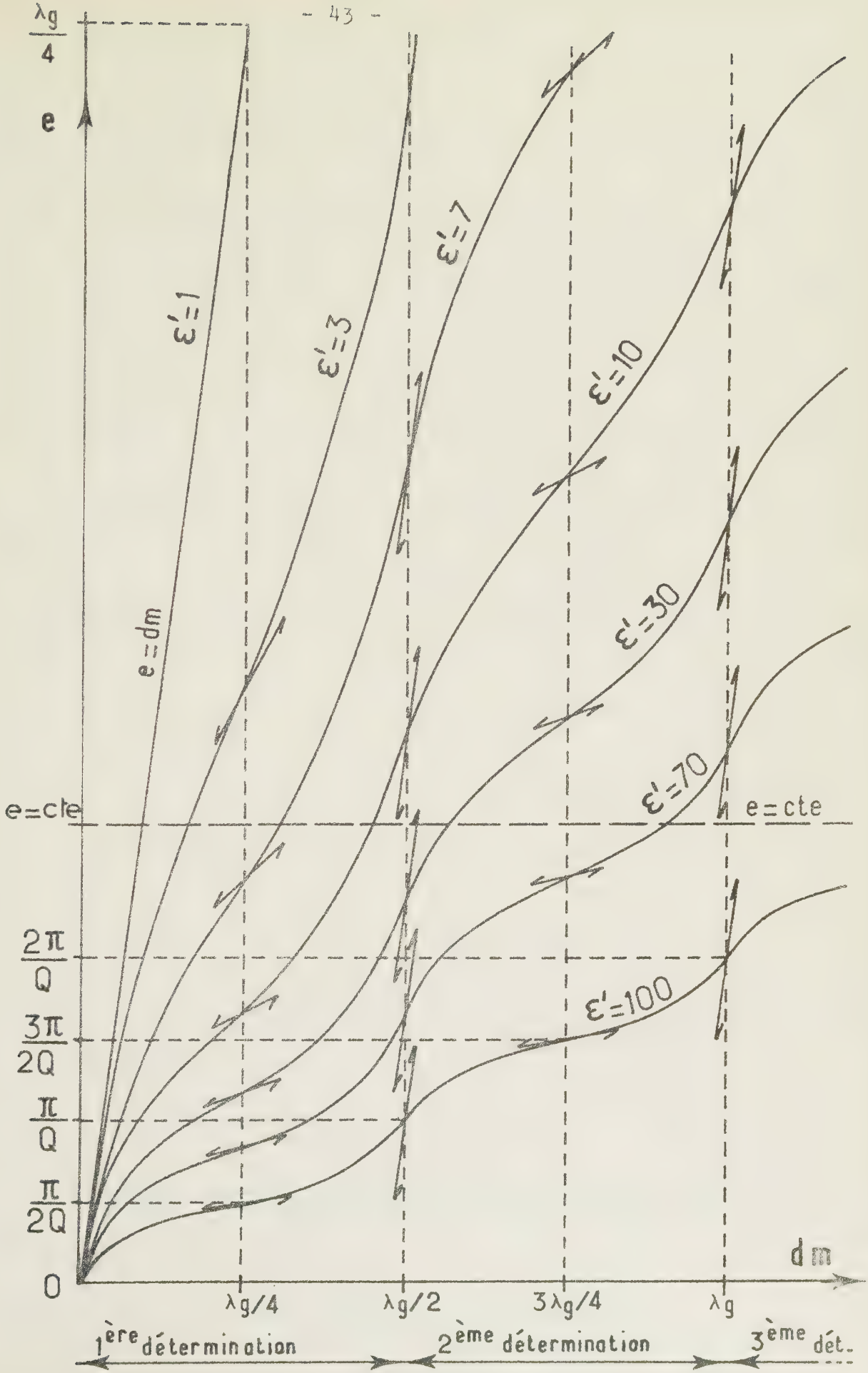

λg/4
e
ε'=1
ε'=3
ε'=7
ε'=10
ε'=30
ε'=70
ε'=100
e=dm
e=cte
e=cte
2π/Q
3π/2Q
π/Q
π/2Q
0
dm
λg/4
λg/2
3λg/4
λg
1ère détermination
2ème détermination
3ème dét.

Fig: 14

élevés, ce que nous avions déjà constaté (fig. 13) lors de l'étude de l'abaque général.

3) Choix de la 1^{e} Détermination - Epaisseurs :

Deux impératifs principaux ont guidé notre choix :

A - Développer le moins de surface de papier possible pour une représentation graphique, tout en ayant des échelles de mesure en θ et d_m suffisamment dilatées.

B - Pouvoir faire des mesures sur peu de substance, donc sur des lames minces de diélectrique.

Ces deux conditions abondent dans le même sens ; c'est sur les lames minces et à la première détermination que les courbes sont les plus tassées (fig. 14) à épaisseur constante.

Le diagramme montre qu'en choisissant judicieusement les épaisseurs à la première détermination, on peut obtenir des répartitions de ε' qui se recoupent et se complètent.

La considération du diagramme réel (e, d_m) à ε' = cte, nous a permis de choisir les épaisseurs suivantes pour une gamme de permittivités allant de $\varepsilon' = 1$ à $\varepsilon' = 120$. Les valeurs correspondantes de ε'' seront précisées au paragraphe suivant.

e = 5,50 mm	1 < ε' < 6	Gamme des valeurs de ε' disponibles
e = 3,00 mm	5 < ε' < 11	
e = 2,00 mm	10 < ε' < 25	
e = 1,00 mm	20 < ε' < 120	

4) Evaluation de l'écart (Δd_m) au centre d'un abaque :

L'examen d'un abaque montre que dans la région centrale, les courbes ε' = cte sont de plus en plus espacées et qu'il y a une valeur limite de ε' pour laquelle la "densité des courbes" est la plus faible (voir fig. 15 et 16).

On constate, lors du tracé des abaques, que cette valeur ne correspond pas à l'abscisse $d_m = \lambda_g/4 = 11$ mm, il y a un écart Δd_m.

On peut calculer cet écart rigoureusement, en remarquant que lorsque la variable θ devient très grande ($\theta \to \infty$) les courbes ε' = cte sont parallèles et la fonction {A}se simplifie pour devenir (Chap. 2, d) :

$$e = \frac{1}{Q} \operatorname{arctg} \left(\frac{Q}{R} \operatorname{tg} R d_m \right)$$

avec $R = 2\pi/\lambda_g$ et Q fonction de ε'.

Pour trouver la valeur de d_m correspondant à la densité minimum des courbes $\varepsilon' = cte$, on peut calculer la dérivée première $d\varepsilon'/dd_m$ de la fonction et rechercher ses maximums ou calculer la dérivée seconde $d\varepsilon'^2/dd_m^2$ et rechercher ses zéros.

En posant :

$$y = d_m \quad \text{et} \quad x = Qe = 2\pi e \sqrt{\frac{\varepsilon'}{\lambda_o^2} - \frac{1}{\lambda_c^2}}$$

la fonction s'écrit :

$$y = \frac{\lambda_g}{2\pi} \operatorname{arctg} \left(\frac{2\pi e}{\lambda_g} \cdot \frac{\operatorname{tg} x}{x} \right) = \frac{\lambda_g}{2\pi} \operatorname{arctg} u$$

en dérivant :

$$\frac{du}{dy} = \frac{2\pi}{\lambda_g} \left[1 + \operatorname{tg}^2 \left(\frac{2\pi y}{\lambda_g} \right) \right] = \frac{2\pi}{\lambda_g} (1 + u^2)$$

$$\frac{dy}{dx} = \frac{dy}{du} \cdot \frac{du}{dx} \qquad \text{avec} \quad u = \frac{2\pi e}{\lambda_g} \cdot \frac{\operatorname{tg} x}{x}$$

$$\frac{du}{dx} = \frac{2\pi e}{\lambda_g} \cdot \frac{(1 + \operatorname{tg}^2 x)x - \operatorname{tg} x}{x^2} \qquad \frac{dy}{dx} = e \, \frac{(1 + \operatorname{tg}^2 x)x - \operatorname{tg} x}{x^2 + \frac{4\pi^2 e^2}{\lambda_g^2} \operatorname{tg}^2 x}$$

mais, $x = 2\pi e \left(\frac{\varepsilon'}{\lambda_o^2} - \frac{1}{\lambda_c^2} \right)^{\frac{1}{2}}$ et, $\frac{dx}{d\varepsilon'} = \frac{\pi e}{\lambda_o^2} \left(\frac{\varepsilon'}{\lambda_o^2} - \frac{1}{\lambda_c^2} \right)^{-\frac{1}{2}}$

$$\frac{d\varepsilon'}{dy} = \frac{d\varepsilon'}{dx} \cdot \frac{dx}{dy}$$

$$\frac{d\varepsilon'}{dy} = \frac{\lambda_o^2}{2\pi^2 e^3} \left[\frac{x^3 + \frac{4\pi^2 e^2}{\lambda_g^2} x \operatorname{tg}^2 x}{x(1 + \operatorname{tg}^2 x) - \operatorname{tg} x} \right] = \frac{d\varepsilon'}{dd_m}$$

en posant : $a = \frac{\lambda_o^2}{2\pi^2 e^3}$ et $b = \frac{4\pi^2 e^2}{\lambda_g^2}$

et en dérivant une seconde fois :

$$\frac{d\varepsilon'^2}{dd_m^2} = a \, \frac{2x^4 \operatorname{tg} x - 3x^3 - x^2 (2b \operatorname{tg} x - 3 \sin x \cos x) + bx \operatorname{tg}^2 x + b \operatorname{tg} x \sin^2 x}{\{x (1 + \operatorname{tg}^2 x) - \operatorname{tg} x\}^2}$$

Les zéros de cette dérivée seconde sont donc les solutions (x> 0) de l'équation transcendante :

$$2x^4 tgx - 3x^3 - x^2(2btgx - 3\ sinxcosx) + bxtg^2x + btgxsin^2x = 0$$

Pour résoudre, j'ai dû faire appel au Bureau de Calculs de la Faculté des Sciences (Ordinateur I.B.M. 360-44) et à HARDOUIN-DUPARC qui a bien voulu accepter de me programmer cette équation en FORTRAN IV et me rechercher les valeurs de x solutions de cette équation (méthode de résolution par séparation des racines de l'équation, puis méthode de recherche de la racine par dichotomie).

J'ai pu ainsi déterminer les écarts correspondants aux quatre abaques tracés pour la première détermination.

Je donne les valeurs de ces écarts et les valeurs des courbes ε' = cte centrales (ε'_c) dans le tableau de résultats suivant.

Tableau des écarts :

e	b	x	ε'_c	d_m	Δd_m
5,50mm	0,61685	1,66342	2,77	12,12mm	1,15mm
3,00	0,18352	1,60006	7,69	11,65	0,65
2,00	0,08157	1,58401	16,38	11,40	0,40
1,00	0,020392	1,57413	63,48	11,20	0,20

On verra au paragraphe 3 du même chapitre, à propos du tracé des diagrammes de résolution e = f (d_m) à ε' = cte, que l'on peut faire figurer ces écarts sur les diagrammes, les calculer par une autre méthode et leur attribuer une signification particulière.

e - Tracé des abaques réels définitifs :

Nous avons réalisé une programmation de la relation générale {A}, en langage FORTRAN II, en nous limitant à la première détermination.

Nous entrions les valeurs (λ_g, λ_c, e) et le groupe de valeurs de ε' correspondant à la première détermination. Il fallait également fournir les valeurs de ε'', qui devenaient les seules variables possibles après la quantification de ε'.

Le choix des valeurs de ε'' a été orienté, après un premier calcul effectué pour une valeur de ε'' ayant un sens physiquement (par exemple ε'' = 0,200).

En regardant les valeurs de d_m et de θ calculées, on voyait comment variaient les courbes $\varepsilon'' = cte$ et quelles valeurs donner au pas. En réalité, l'Ordinateur calculant très vite (temps de calcul inférieur au temps de frappe du résultat) on donnait un pas très petit à ε'' dans une gamme très étendue : par exemple

$0{,}001 \leqslant \varepsilon'' \leqslant 100$ par valeurs de 0,001.

L'Ordinateur donnait les valeurs (θ, d_m) correspondant à chaque couple (ε', ε''). Nous limitions le calcul lorsque les T.O.S. atteignaient la valeur 600. Nous verrons au chapitre IV les raisons de cette limitation.

En conclusion, on voit que les valeurs de ε'' sont imposées par le choix des valeurs de ε' à la première détermination.

Je donne dans le tableau suivant les valeurs mesurables possibles de ε'' pour les quatre abaques.

e = 5,50 mm	0,010 < ε'' < 2,00	Gamme des valeurs de ε'' disponibles
e = 3,00 mm	0,020 < ε'' < 8,00	
e = 2,00 mm	0,030 < ε'' < 15,00	
e = 1,00 mm	0,100 < ε'' < 30,00	

On peut, d'ores et déjà, en examinant ce tableau, conclure que ces abaques sont destinés à des mesures d'absorption (ε'') moyennes ou fortes seulement.

Choix des échelles (θ, d_m) :

En abscisse, on a choisi une échelle linéaire pour d_m (comme sur le diagramme de SMITH) allant de $d_m = 0$ à $d_m = \lambda_g/2 = 22$ mm, graduée dans les deux sens possibles. Echelle : 4 cm représentent 1 mm pour d_m.

En ordonnée, afin de donner de l'importance aux T.O.S. faibles et moins aux T.O.S. forts, nous avons choisi une échelle logarithmique. Ceci nous a permis de faire varier θ de 1 à 600 en 3 modules logarithmiques de 25 cm chacun environ ; le module utilisé est celui des règles à calcul normalisées de 25 cm, et dont la "réglette" peut servir pour tout report de T.O.S. ou interpolation sur les abaques.

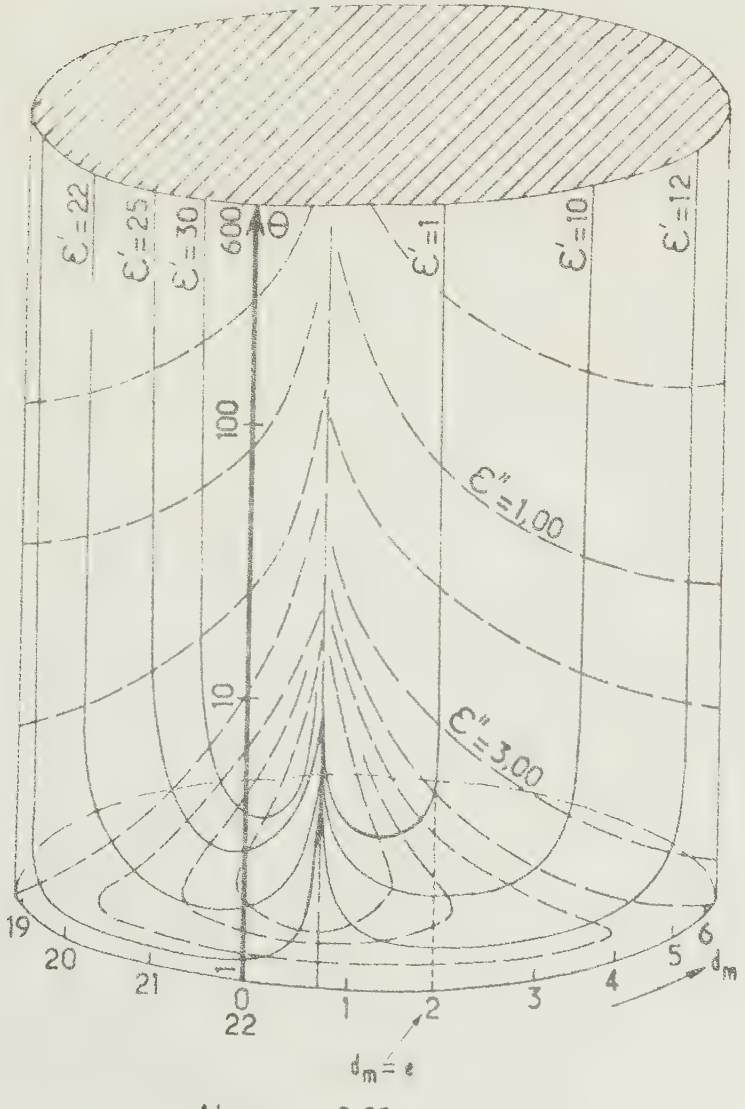
Reproduction des abaques :

Les résultats numériques expérimentaux ont été reportés sur papier calque biquadrillé en millimètres (nous n'avons pas trouvé dans le commerce de papier calque quadrillé semi-logarithmique à grand format qui eut été plus pratique). Ce quadrillage et les échelles graduées associées permettent bien les interpolations et les reports de θ et de d_m.

Nous avons fait "tirer" ces calques (d'environ 1 m^2) sur papier blanc afin de pouvoir en disposer et en distribuer, tout en conservant intacts les originaux.

Je donne une reproduction exacte (réduite aux 3/4) des deux abaques extrêmes e = 5,50 et e = 1 mm (fig. 15 et 16).

Remarque : Nous n'avons envisagé que la représentation plane des abaques, la plus pratique, mais les valeurs de ε' et ε'' pour $d_m = 0$ ou $d_m = \lambda_g/2$ sont évidemment les mêmes pour un T.O.S. fixé ; les deux bords droit et gauche d'un abaque se correspondent.
On peut donc représenter un abaque sur un cylindre droit de révolution sur lequel on se rend mieux compte de la continuité des lignes ε = cte.
Je donne une représentation schématique cylindrique de l'abaque e = 2,00 mm (fig. 17).



Abaque : e = 2,00 mm

Fig .17

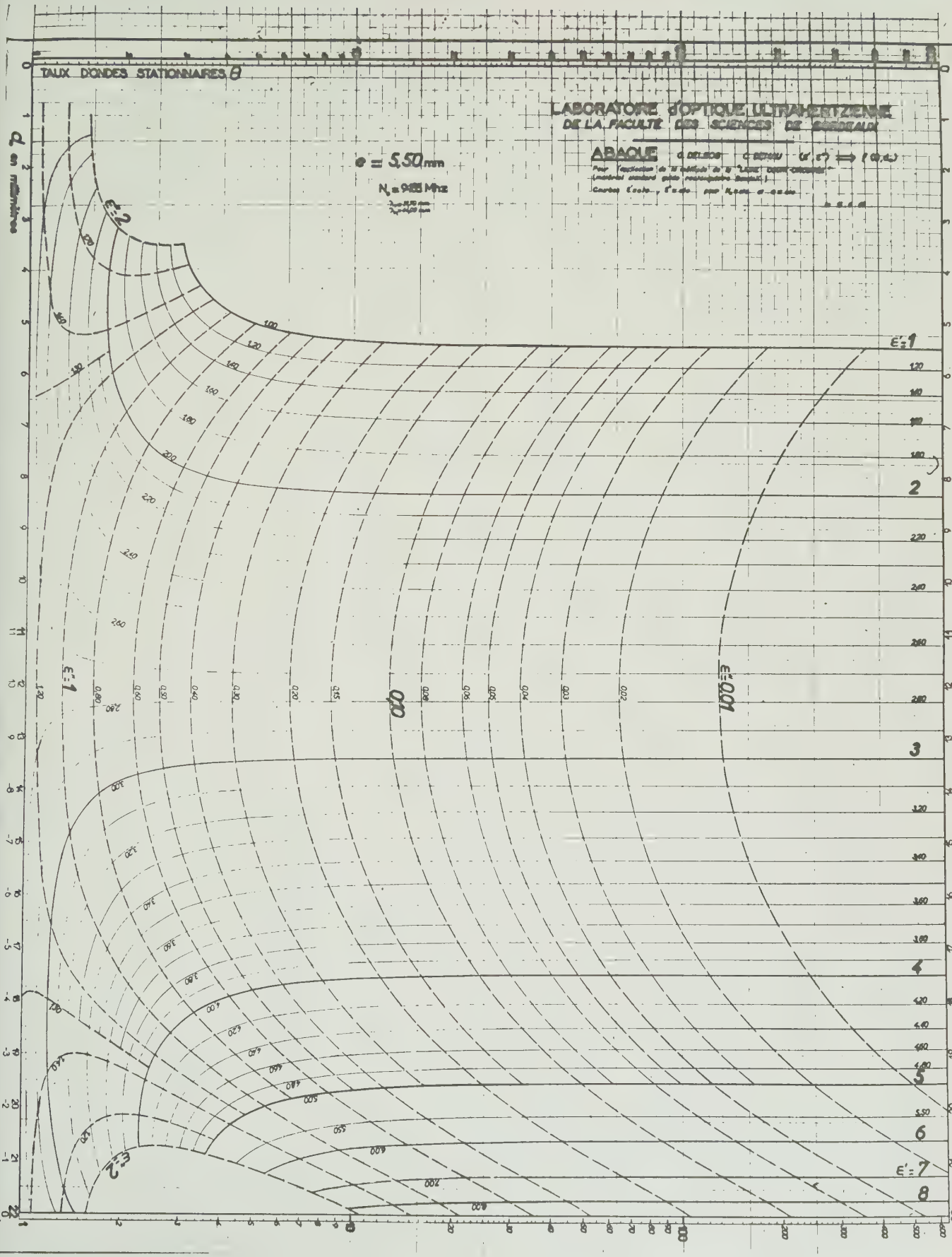

TAUX D'ONDES STATIONNAIRES θ
LABORATOIRE D'OPTIQUE HERTZIENNE
DE LA FACULTÉ DES SCIENCES DE BORDEAUX
ABACUE
e = 5,50 mm
d en millimètres
ε'=1
ε'=2
ε'=7
tg δ = 0,001

Fig. 15

f - Utilisation des abaques :

Nous nous sommes imposés comme limite de constante diélectrique $\varepsilon' = 120$, car cette valeur nous paraissait suffisante en hyperfréquences, compte-tenu des possibilités comparées des autres modes de résolution de la méthode.

Pour des valeurs de $\varepsilon' > 120$, on pourrait tracer un abaque à une épaisseur inférieure à 1 mm, à la première détermination, mais il faut remarquer que cette épaisseur représente déjà une limite de réalisation mécanique pour des échantillons solides. Il serait préférable alors de tracer des abaques à épaisseurs plus grandes, mais à la deuxième détermination, avec des plages de mesure moins étendues. C'est un travail de technicien et de dessinateur.

1) Recherche d'une permittivité complexe :

Il n'y a pas de "levée d'indétermination" à faire avec notre système de quatre abaques au sens où on l'entendait avec les autres systèmes d'abaques. On peut être simplement appelé à "changer d'épaisseur" pour augmenter la précision de la lecture, tant que ε' reste inférieur à 120.

Lorsque l'ordre de grandeur de la permittivité complexe est inconnu, on fait une mesure sur un échantillon de 1 mm et l'utilisation de l'abaque correspondant donne la valeur de ε' entre 1 et 120 et celle de ε'' correspondant.

Si cette valeur se trouve être dans une zone de tassement des courbes $\varepsilon' = cte$ (pour $\varepsilon' < 25$) la mesure est trop imprécise ; il faut faire une seconde mesure sur un échantillon de 2 mm d'épaisseur qui permet alors de situer ε' entre 10 et 25.

Si cette valeur se trouve encore être dans une zone de tassement des courbes $\varepsilon' = cte$ (pour $\varepsilon' < 9$) la mesure est encore trop imprécise; il faut faire une troisième mesure sur un échantillon de 3 mm ou de 5,50 mm d'épaisseur.

Le point expérimental doit alors être dans une "zone de mesure" automatiquement acceptable.

La lecture de ε'' sera faite sur le dernier abaque utilisé seulement, ce sera la mesure la plus précise, car elle sera faite avec le T.O.S. le plus faible.

En pratique, l'ordre de grandeur d'une constante diélectrique (ε') est souvent connu et l'examen des quatre abaques indique l'épaisseur à choisir pour avoir la meilleure précision ; alors la taille d'une lame unique de diélectrique (ou l'utilisation d'une seule cellule à liquides) est requise.

2) Evaluation de la précision de la mesure :

Un simple report sur l'abaque utilisé des incertitudes absolues $\Delta\theta$ et Δd_m permet de "visualiser" l'incertitude de mesure et de l'apprécier à sa plus juste valeur.

C'est un des avantages de notre méthode. En effet, les calculs machine ayant été faits avec le nombre maximum de décimales possibles pour toutes les valeurs des constantes introduites dans la programmation (λ_g, λ_c, e, π, ...) on peut estimer que la fonction mathématique est reproduite sans erreur sur le papier.

L'épaisseur réelle (e) de la lame de diélectrique doit être celle des abaques à ± 1/100 mm.

Exemples d'appréciation de l'incertitude de mesure :

abaque e = (5,50 ± 0,01)mm, substance : RHODOID (20° C)

$\begin{cases} d_m = (15,15 \pm 0,05)\text{mm} & \varepsilon' = 3,35 \pm 0,02 \quad (\simeq 1\%) \\ \theta = 9,00 \pm 0,50 & \varepsilon'' = 0,17 \pm 0,01 \quad (\simeq 6\%) \end{cases}$

abaque e = (1,00 ± 0,01)mm, substance : EAU (20° C)

$\begin{cases} d_m = (0,08 \pm 0,05)\text{mm} & \varepsilon' = 63 \pm 1 \quad (\simeq 1\%) \\ \theta = 4,40 \pm 0,10 & \varepsilon'' = 32 \pm 0,6 \quad (\simeq 2\%). \end{cases}$

On montre à l'aide de ces deux exemples que la précision est très variable et qu'elle dépend de la zone des abaques où se trouve le point expérimental (en dehors des zones de recoupement). Or, il peut toujours se trouver bien placé. Elle dépend aussi de $\Delta\theta$, variable selon θ.

On a admis $\Delta d_m = 0,05 = cte$ (sauf pour des cas de T.O.S. très faibles, $\theta \to 1$, où il devient impossible de mesurer la position d'un minimum de champ électrique au M.O.S.).

En réalité, Δd_m peut varier selon l'habileté de l'opérateur et selon la précision du vernier du M.O.S. utilisé, entre :

$$0,02 \lesssim \Delta d_m \lesssim 0,10 \text{ mm}.$$

Conclusion :

Epaisseurs donnant le maximum de précision : l'examen des abaques montre que c'est dans la région centrale que la précision de la mesure est la plus grande ($d_m \simeq \lambda_g/2$).

Pour ces zones centrales, les épaisseurs sont telles que:

$$e \simeq (2k - 1)\, \lambda_{g\varepsilon}/4.$$

avec (k = 1) pour ces abaques à la première détermination. C'est cette conclusion qu'apporte MONTGOMERY {9} dans l'exposé de sa méthode.

g - Extension de l'utilisation des abaques à d'autres fréquences :

Lorsque l'on s'impose une fréquence de mesure dans une "bande hyperfréquence" déterminée, on peut trouver dans les autres

bandes de fréquence, la fréquence équivalente de mesure et ainsi utiliser nos abaques à une fréquence donnée dans chaque bande.

Appelons :

η le rapport de deux longueurs d'ondes de coupure, pour deux standards guides différents dont l'un en bande X.

λ_{cX} la longueur d'onde de coupure en bande X.

λ_c la longueur d'onde de coupure dans une autre bande :

$$\eta = \lambda_c / \lambda_{cX}$$

On voit, en examinant l'expression générale de l'équation de base {A} qu'il est possible de trouver une autre fréquence qui vérifie cette équation.

Compte-tenu de la relation qui relie entre elles les différentes longueurs d'ondes dans un guide rectangulaire, pour le mode de propagation TE_{01} :

$$\frac{1}{\lambda_o^2} = \frac{1}{\lambda_g^2} + \frac{1}{\lambda_c^2}$$

Si λ_c est multiplié par η, pour que la relation reste vérifiée, il faut que l'on ait également :

$$\begin{cases} \lambda_o = \eta\, \lambda_{oX} \\ \lambda_g = \eta\, \lambda_{gX} \end{cases} \qquad N_o = \frac{N_{oX}}{\eta}$$

et pour que la relation {A} reste satisfaite :

$$\begin{cases} e = \eta\, e_X \\ d_m = \eta\, d_{mX} \end{cases}$$ (θ est indépendant de la fréquence)

Je donne dans le tableau suivant les fréquences à utiliser pour l'application de nos abaques à d'autres standards guides (le cas de l'abaque e = 5,50 mm étant pris comme exemple).

BANDE	λ_c mm	η	N_{MHz}	e mm	d_m mm	θ
X	45,72	1	9455	5,50	d_{mX}	θ_X
S Amér.	144,28	3,156	3000	16,49	$\eta\, d_{mX}$	θ_X
S Franc.	132,74	2,903	3260	15,97	$\eta\, d_{mX}$	θ_X
Q	14,22	0,311	30432	1,71	$\eta\, d_{mX}$	θ_X

Pour l'utilisation des abaques à d'autres fréquences, il suffira de choisir convenablement la fréquence en tenant compte du standard guide utilisé.

On reportera les T.O.S. sur l'échelle des abaques, sans modification et on divisera le d_m obtenu par le coefficient η avant de le reporter sur l'échelle des abscisses des abaques.

Remarque : Nous aurions pu graduer l'axe des abscisses en valeurs de d_m/λ_g directement, variant de 0 à 0,5 (comme sur le diagramme de SMITH) cela aurait donné un caractère plus général aux abaques pour leur utilisation à des fréquences différentes de 9455 MHz. Nous ne l'avons pas fait, voulant des abaques à "lecture directe" à cette fréquence.

h - Utilisation particulière importante des abaques :

On peut avoir à mesurer quelquefois des permittivités à tg δ élevée (par exemple : 0,50 à 1) comme c'est le cas de l'eau, du méthanol, de l'éthanol, du benzonitrile, ...

Pour la valeur ε' centrale de l'abaque utilisé, la valeur de ε'' peut être supérieure ou égale à la valeur limite de ε'' (obtenue pour $\theta = 1$ sur chaque abaque) appelée "valeur caractéristique", ε''_c (voir paragraphe 3).

$$\varepsilon'' > \varepsilon''_c$$

Dans ce cas, le point figuratif de (ε) sur l'abaque est rejeté sur l'axe $d_m = 0$ (ou $d_m = \lambda_g/2$) ou à une valeur très voisine, correspondant à la position de l'asymptote verticale.

J'ai été amené à développer dans ce but, les zones latérales des abaques afin de pouvoir y faire des mesures. Je donne (3e Partie, chap. IX) une reproduction d'une zone latérale développée pour l'abaque de 1 mm. On voit sur cet abaque que la progression des valeurs de ε'' ($\grave{a}$ ε' = cte) est encore logarithmique, comme au centre d'un abaque, mais cette fois-ci dans le même ordre croissant que les T.O.S.

Exemple d'utilisation :

eau distillée à 20° C $\begin{cases} \varepsilon' = 63 \\ \varepsilon'' = 32 \end{cases}$ tg δ = 0,51

Le calcul de la longueur d'onde guidée donne (avec la formule générale) : $\lambda_{g\varepsilon}$ = 3,88 mm. Donc, une lame d'eau de 1 mm d'épaisseur correspond à la précision optimum pour la mesure $\simeq \lambda_{g\varepsilon}/4$.

Pour l'abaque e = 1 mm, ε''_c = 7,40. On est dans le cas où $\varepsilon'' > \varepsilon''_c$, le point expérimental est rejeté près de l'asymptote. Expérimentalement, on trouve : $d_m \simeq 0,20$, $\theta_r \simeq 4,50$.

3 - TRACE DES DIAGRAMMES DE RESOLUTION :

Introduction :

Lorsque l'on veut faire une mesure de permittivité complexe avec une précision supérieure à celle des abaques à la première détermination, qui est de l'ordre de 5 % en moyenne, il faut expérimenter à des déterminations d'ordres supérieurs.

Nous avions envisagé le tracé d'un "jeu d'abaques" à la deuxième détermination, présentant des performances analogues aux premiers (ε' <120), mais il aurait fallu environ 12 abaques à 12 épaisseurs différentes, aussi devant un tel déploiement de papier, nous y avons renoncé. Cependant, ces abaques auraient donné une précision moyenne de 2 %.

C'est la raison pour laquelle nous avons mis au point le système de diagrammes qui va être décrit. Il ne remplace pas un jeu complet d'abaques à une détermination donnée, c'est tout autre chose. Il permet non plus la recherche systématique d'une permittivité inconnue, mais la recherche de la n^e décimale pour ε' ou ε'' d'une permittivité déjà connue.

Les performances de ce système de diagrammes ne sont limitées que par l'état de pureté des échantillons solides.

Il est illusoire de vouloir mesurer ε' ou ε'' avec n décimales, si l'échantillon n'est pas homogène et isotrope à la propagation des ondes électromagnétiques.

Enfin, dans cette recherche de la n^e décimale, il faut contrôler la température de l'échantillon et en particulier la mesure de son épaisseur doit être faite à la température de l'expérience à cause des dilatations du diélectrique : c'est un problème de métrologie.

a - Principe de la séparation des mesures de ε' et ε'' :

L'étude de la fonction {A} et le tracé d'un abaque réel à une détermination quelconque, nous a permis d'apporter les conclusions supplémentaires suivantes, relatives à la zone médiane d'un abaque (fig. 18).

1°) Les courbes ε' = cte sont parallèles entre elles et à l'axe des ordonnées pour une largeur δd_m importante et pour des valeurs de T.O.S. allant de l'infini à une valeur voisine de 1 (sous des écarts δd_m de plus en plus petits).

2°) Les courbes ε'' = cte sont sensiblement normales aux précédentes pour le même écart δd_m. En ayant choisi une échelle logarithmique en ordonnée pour θ, ces courbes se répartissent aussi suivant une progression logarithmique de même module, mais d'ordre croissant inverse.

Le long d'une courbe ε' = cte centrale, on a trouvé, à la rigueur des calculs faits à l'Ordinateur près, qu'à chaque valeur de ε'', le T.O.S. et la valeur limite ε''_c pour $\theta = 1$ se correspondaient par la relation simple :

$$\varepsilon'' = \frac{\varepsilon''_c}{\theta}$$

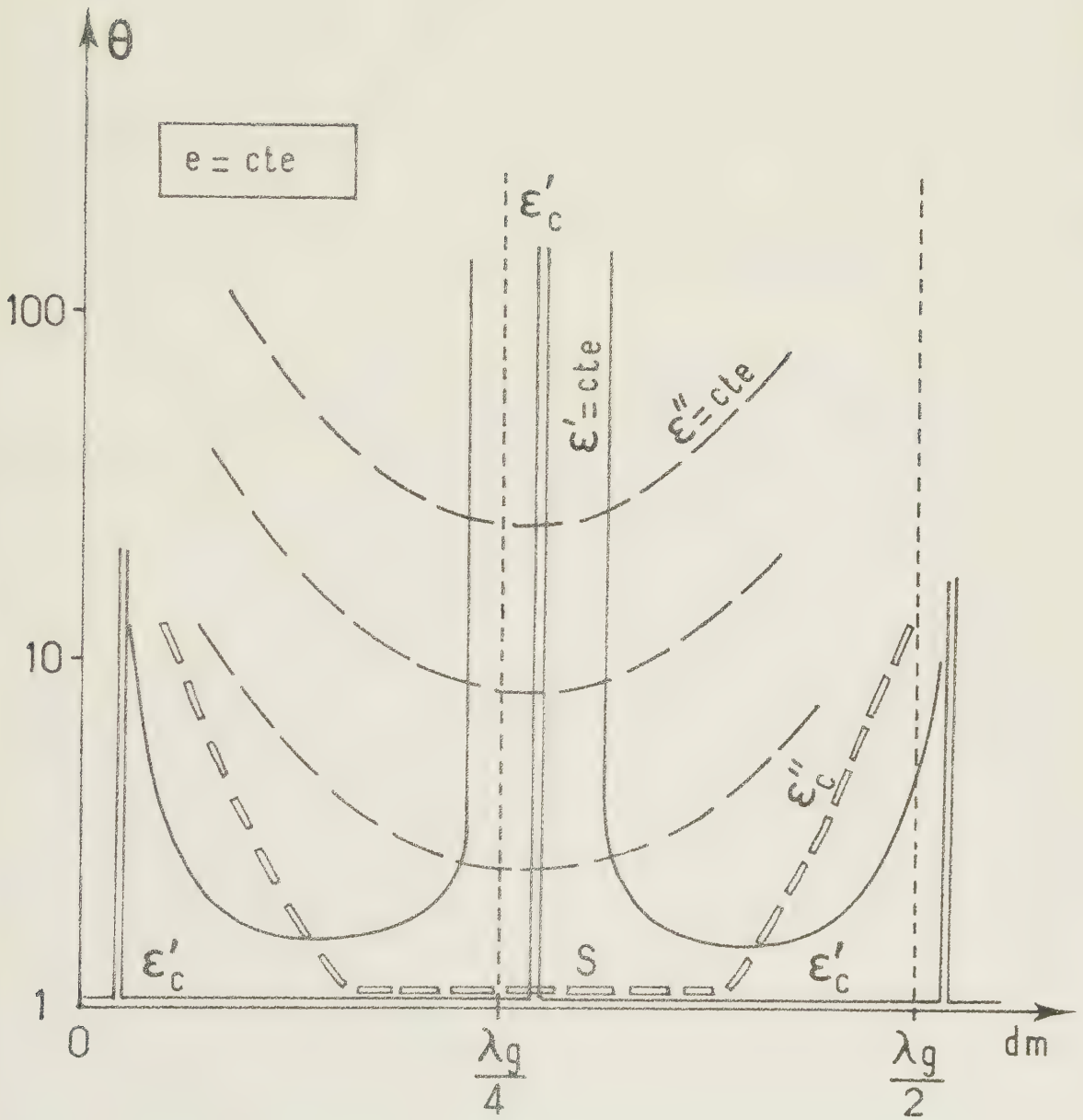


Fig: 18

3°) On peut caractériser un abaque quelconque (e = cte) par une permittivité complexe caractéristique :

$$\varepsilon_c = \varepsilon'_c - j\,\varepsilon''_c$$

dont les parties réelle et imaginaire correspondent aux valeurs des courbes passant par le point singulier S central de l'abaque (fig. 18).

Ce sont ces observations qui nous ont permis de "séparer" les mesures de ε' et ε'' pour les affiner.

En effet, la figure 18 montre que pour cette région centrale étroite, les variations de ε' en fonction de d_m sont indépendantes de ε''. De même, le long d'une courbe ε'_c, la partie imaginaire ε'' de la permittivité est indépendante de ε' et peut être mesurée seulement avec le T.O.S. θ .

Pour pouvoir mesurer séparément ε' ou ε'', il faut posséder autant de "parties centrales" d'abaques que de valeurs de ε' ou ε'' (et ceci peut être fait à chaque détermination comme nous allons le montrer).

b - Diagrammes de résolution pour ε' :

Nous avons tracé à grande échelle 3 diagrammes (e, d_m) à ε' = cte pour les trois premières déterminations, dans le cas où le T.O.S. $\theta = \infty$, c'est-à-dire pour $\varepsilon'' = 0$.

Dans ce cas particulier, la fonction {A} s'écrit :

$$e = \frac{1}{Q} \operatorname{arctg} \left[\frac{Q}{R} \operatorname{arctg} (R\, d_m) \right]$$

L'observation du diagramme général (e, d_m) indiqué figure 14, montre que toutes les courbes ε' = cte ont un point d'inflexion pour $d_m = \lambda_g/4$, dans le cas où $\varepsilon'' = 0$. En coupant les courbes par une droite e = cte, on obtient des répartitions de valeurs de ε' à densité minimum précisément pour $d_m = \lambda_g/4$.

Dans le cas réel où $\varepsilon'' \neq 0$, on a vu que la valeur ε'_c correspondait à la densité la plus faible des courbes ε' = cte, mais pas exactement avec $d_m = \lambda_g/4$. Il y a un écart qui va en diminuant lorsque l'épaisseur de l'échantillon diminue et que l'on a calculé pour les quatre abaques.

On calculera cet écart différemment (paragraphe suivant) et on le fera figurer sur les courbes ε' = cte du réseau (e, d_m) par une ligne oblique.

On a tracé ces diagrammes pour une amplitude de 20 % en d_m autour de la valeur centrale exacte et pour des valeurs de ε' telles que :

$$1 \leqslant \varepsilon' \leqslant 400.$$

On donne une reproduction d'un diagramme à la première détermination (fig. 19).

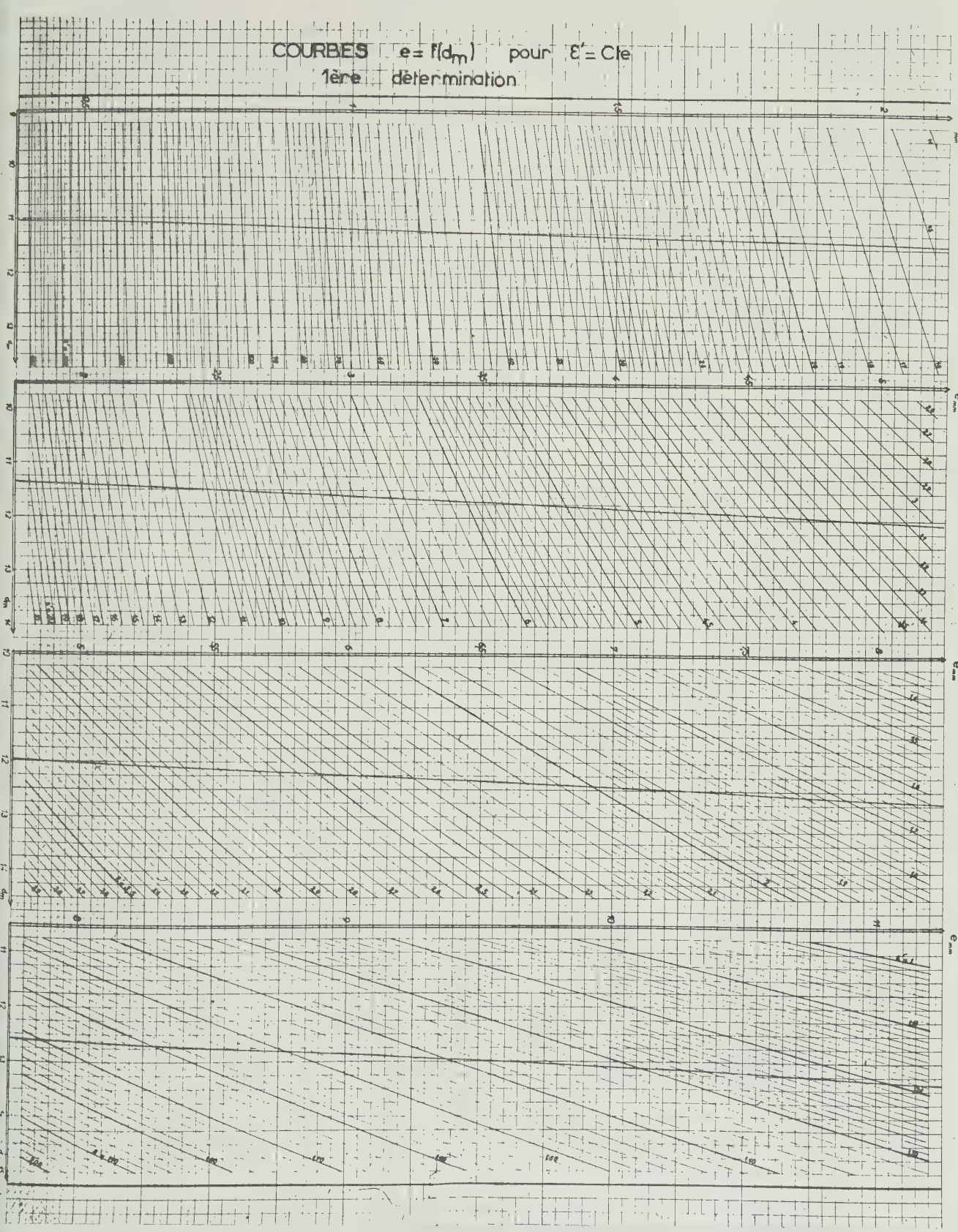


Fig. 19

On y voit figurer la ligne oblique des écarts à $\lambda_g/4$. C'est l'intersection de cette ligne oblique avec les courbes ε' = cte qui donne les valeurs ε'_c. (le calcul de ε'_c sera vu au paragraphe suivant).

Utilisation :

Supposons connaître à 5 % près une valeur ε'_1 ,mesurée dans une zone des abaques les moins précises et vouloir améliorer la précision de cette mesure.

Utilisons le diagramme à la première détermination (fig. 19) et plus exactement la partie qui intéresse cette valeur ε'_1. Il nous donne par lecture directe, l'épaisseur e_1 à choisir pour faire la mesure avec le maximum de précision à la première détermination (point M_1) (fig. 20).

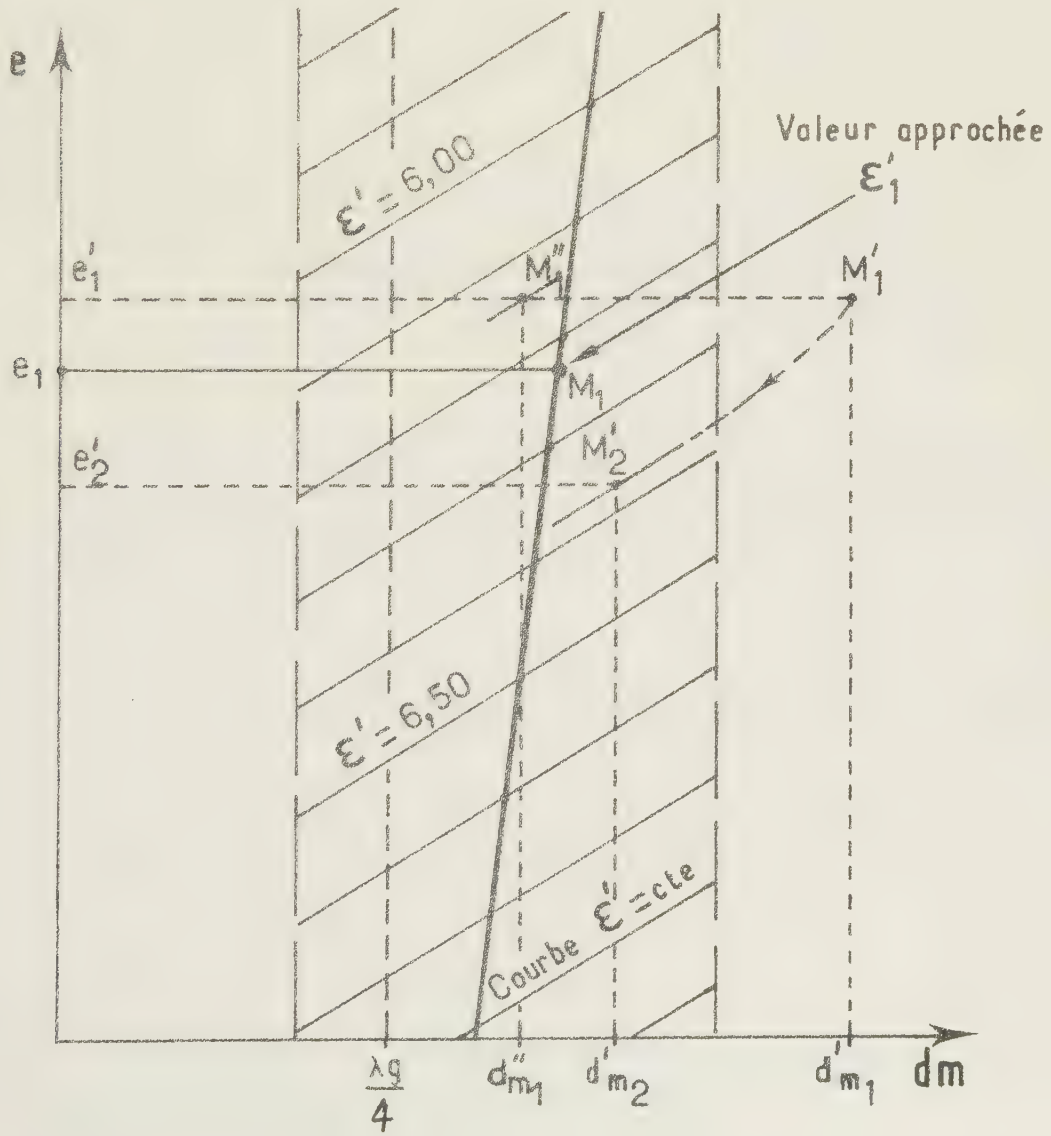


Fig. 20

On taille une lame de diélectrique d'épaisseur e'_1 très légèrement supérieure à e_1 (qui dépend de la valeur ε'_1 entachée d'une erreur de mesure de sens inconnu : ± 5 %).

On fait la mesure de d_m, soit d'_{m1} la valeur trouvée.

On reporte le point expérimental (e'_1, d'_{m1}) sur le diagramme (fig. 20).

Deux cas peuvent alors se présenter :

1° - Le point expérimental tombe hors du diagramme (à droite), point M'_1, cela signifie que l'épaisseur a été mal choisie, trop grande et que la valeur ε'_1 était connue par défaut. Il faut alors réduire l'épaisseur en conséquence. Soit e'_2 la nouvelle épaisseur qui permet avec la mesure d'_{m2} de ramener le point expérimental dans le réseau de courbes, (M'_2)

2° - Le point expérimental tombe dans le diagramme, point M''_2, il suffit alors d'interpoler entre les courbes ε' = cte pour avoir la valeur de ε'_1 la plus précise possible à la première détermination.

Remarque : Théoriquement, il faudrait ramener le point expérimental sur la "ligne oblique" comme nous l'avons expliqué, mais en pratique, à l'intérieur du réseau ε' = cte, le point expérimental se déplace sur une ligne parallèle aux courbes, qui sont toujours assimilables à des droites dans ces zones (point d'inflexion d'une courbe ε' = cte).

Après avoir affiné la mesure avec le diagramme (e, d_m) à la première détermination, on peut continuer à l'affiner avec ceux à la deuxième détermination, selon le même processus, sur une deuxième lame de diélectrique, puis avec ceux à la troisième détermination sur une troisième lame.

Précision :

Lorsque le point expérimental est en place sur le diagramme (e, d_m) on peut, connaissant les incertitudes de mesures Δd_m et Δe, en déduire avec précision l'incertitude de mesure de ε'.

Je donne dans le tableau suivant, la précision théorique des diagrammes aux trois premières déterminations pour :

$$\begin{cases} \Delta e = \pm 0{,}01 \text{ mm} \\ \Delta d_m = \pm 0{,}05 \text{ mm} \end{cases}$$

et pour 5 ordres de grandeur de constante diélectrique ε'.

On a vérifié expérimentalement que la variation de la précision en fonction de l'ordre k de la détermination, suit une loi de variation hyperbolique de la forme :

$$\frac{\Delta\varepsilon'}{\varepsilon'} = \frac{a}{k} \qquad (a = \text{cte}).$$

	Précision : $\Delta\varepsilon'/\varepsilon'$ en %				
ε'	200	25	6	2	1,2
1e Détermination	4	1	0,7	0,6	0,4
2e Détermination	1,5	0,4	0,25	0,20	0,17
3e Détermination	0,85	0,25	0,17	0,13	0,11

On donne (fig. 21) la variation théorique de la précision en fonction de l'ordre de la détermination dans un cas particulier ($\varepsilon' = 2{,}600$). A cet effet, on a tracé les réseaux (e, d_m) à ε' = cte aux huit premières déterminations pour cette valeur particulière de ε'. On vérifie par anamorphose graphique que la courbe $\varepsilon'/\Delta\varepsilon' = f(k)$ est une droite.

Conclusion :

On gagne beaucoup en précision en passant aux déterminations d'ordres élevés ; ainsi, on double la précision en passant de la première à la deuxième, mais pour doubler la précision de la troisième, il faut aller à la cinquième ; pour doubler celle de la quatrième il faut aller à la huitième ...

c - Diagrammes de résolution pour ε'' :

Ce sont les courbes $e = f(\varepsilon'_c)$ et $\varepsilon''_c = f(\varepsilon'_c)$, ε_c étant la permittivité complexe au point singulier d'un abaque quelconque à une épaisseur (e).

Elles ont été tracées pour les 10 premières déterminations de la fonction initiale {A} lorsque $\theta = 1$, dans un système de coordonnées birectangulaires pour $e = f(\varepsilon'_c)$ et dans un système de coordonnées semi-logarithmiques pour $\varepsilon''_c = f(\varepsilon'_c)$.

Deux diagrammes ont été tracés :

- le premier pour $1 < \varepsilon' < 25$
- le second pour $25 < \varepsilon' < 125$.

Nous donnons une reproduction du premier diagramme (fig. 22).

Pour le tracé de ces diagrammes, nous avons calculé ε_c pour différentes valeurs de (e) et pour différentes déterminations

Lorsque $\theta = 1$, la fonction générale {A} s'écrit :

$$\frac{\operatorname{th} 2\pi e\sqrt{\frac{1}{\lambda_c^2} - \frac{\varepsilon_c}{\lambda_c^2}}}{2\pi e\sqrt{\frac{1}{\lambda_c^2} - \frac{\varepsilon_c}{\lambda_o^2}}} = -j\,\frac{\lambda_g}{2\pi e}\,(z)$$

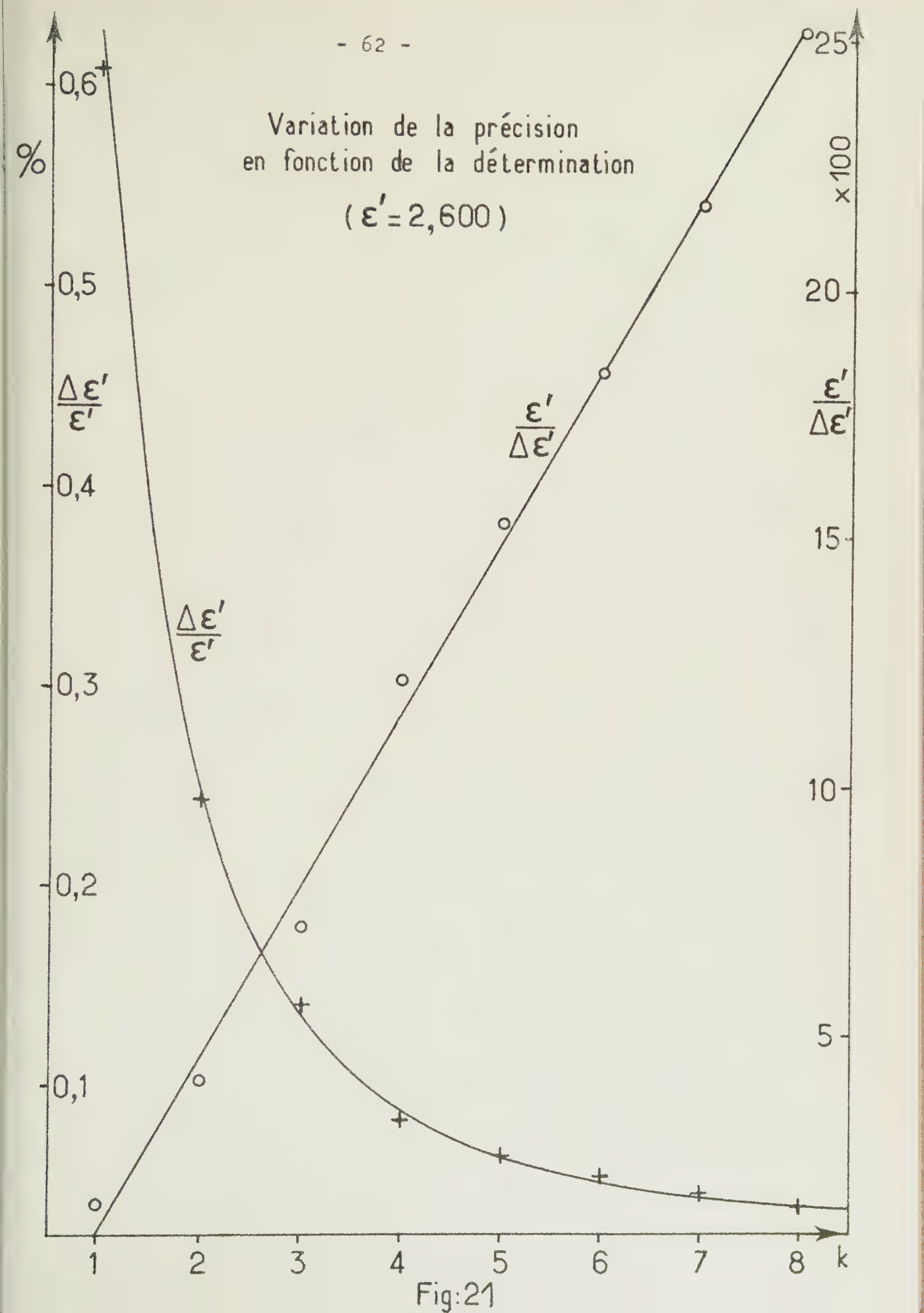

Variation de la précision
en fonction de la détermination
(ε' = 2,600)
%
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
Δε'/ε'
ε'/Δε'
25
20
15
10
5
x100
1
2
3
4
5
6
7
8
k

Fig:21

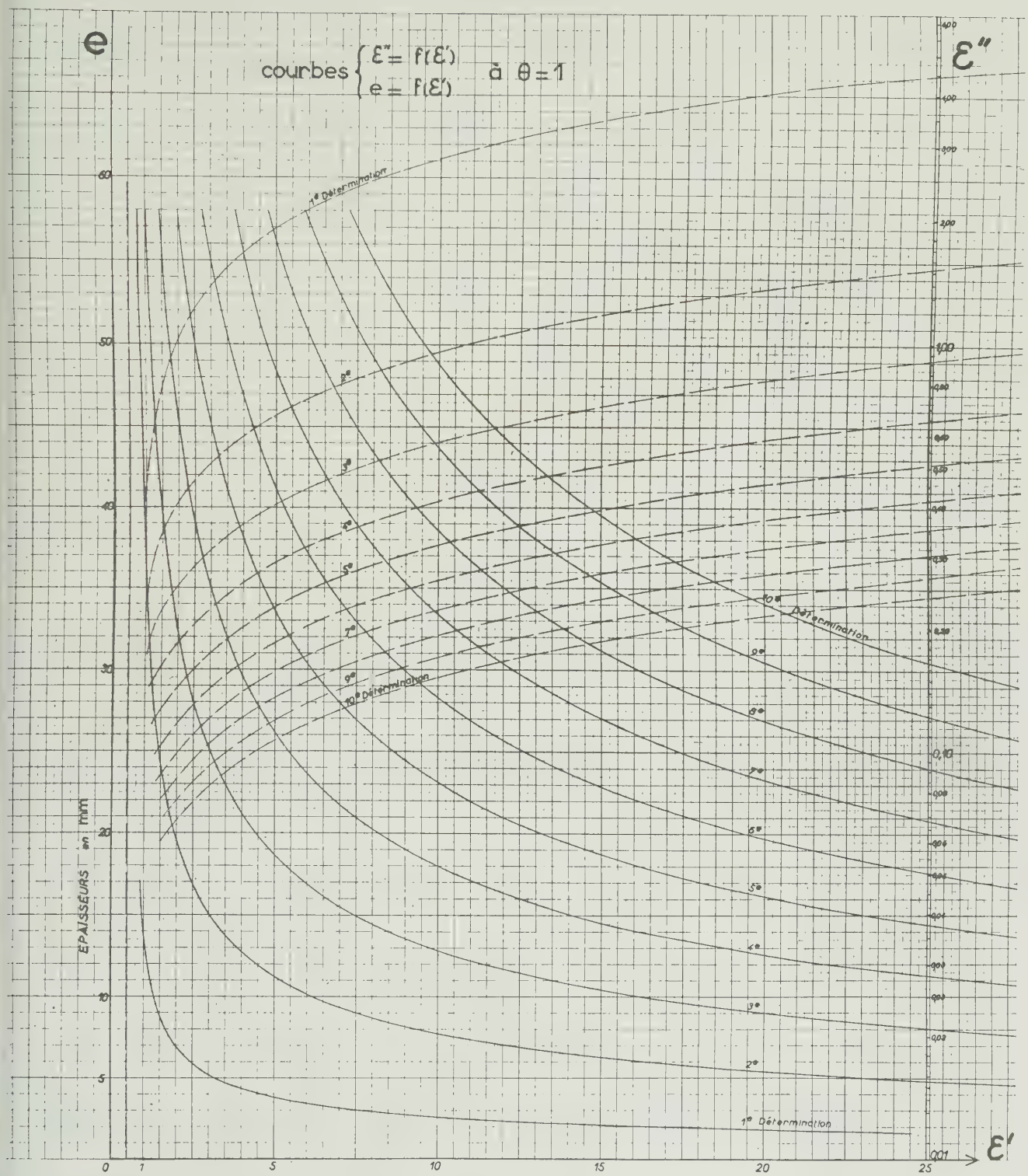

e
courbes { ε" = f(ε')
e = f(ε')
à θ = 1
ε"
ε'
EPAISSEURS en mm
1° Détermination
2°
3°
4°
5°
7°
9°
10° Détermination
0
1
5
10
15
20
25
60
50
40
30
20
10
5

Fig. 22

On voit que d_m n'intervient plus, ce qui s'explique bien physiquement puisque pour $\theta = 1$, il y a adaptation de la charge à la ligne et il n'y a plus de déphasage mesurable.

Nous avons programmé cette formule, en introduisant l'ordre (k) de la détermination et fait les calculs à l'Ordinateur.

Pour résoudre, on peut poser, ainsi que le faisait LEBRUN {3} :

$$U + j\,V = 2\pi e \sqrt{\frac{1}{\lambda_c^2} - \frac{\varepsilon_c}{\lambda_o^2}} \qquad (1)$$

alors on obtient :

$$-j\,(U + jV)\coth(U + jV) = \frac{2\pi e}{\lambda_g}\,y_1 = \frac{2\pi e}{\lambda_g}\,(g_1 + jb_1)$$

dans le cas où $\theta = 1$, l'admittance y_1 s'écrit :

$$y_1 = 1 \qquad (g_1 = 1 \text{ et } b_1 = 0)$$

soit en développant :

$$-j\,(U + jV)\,\frac{chU\,chjV + shU\,shjV}{shU\,chjV - chU\,shjV} = \frac{2\pi e}{\lambda_g} = g - j\,b$$

et en égalant les parties réelle et imaginaire :

$$g = \frac{V\,sh\,2U - U\,\sin 2V}{ch\,2U - \cos 2V} = \frac{2\pi e}{\lambda_g} \qquad (2)$$

$$b = \frac{U\,sh\,2U + V\,\sin 2V}{ch\,2U - \cos 2V} = 0 \qquad (3)$$

Les valeurs de U et V reportées dans la relation (1) permettent après identification de calculer $\varepsilon_c = \varepsilon'_c - j\varepsilon''_c$ par les deux formules :

$$\begin{cases} \varepsilon'_c = (V^2 - U^2)\left(\frac{\lambda_o}{2\pi e}\right)^2 + \left(\frac{\lambda_o}{\lambda_c}\right)^2 \\ \varepsilon''_c = 2\,U\,V\left(\frac{\lambda_o}{2\pi e}\right)^2 \end{cases} \qquad (4)$$

On savait, d'après l'abaque de LEBRUN {3}, que pour chaque détermination, lorsque b = 0, V prenait la valeur :

pour $U = 0$, $V = (2k - 1)\frac{\pi}{2}$ (k = n° de la détermination)

pour $U \simeq 0$, $V \simeq (2k - 1)\frac{\pi}{2}$

Pour résoudre l'équation (3) qui s'écrit b = 0, on fixait l'ordre de la détermination (k = 1, 2, 3, ... 10) puis on donnait à V un "pas" très petit autour de la valeur $V=(2k - 1)\pi/2$.

Ainsi, à la première détermination, V prenait les valeurs :

$$V_1 = \frac{\pi}{2} + \text{pas} \quad , \quad V_2 = \frac{\pi}{2} + 2 \text{ pas} \quad , \quad \text{...etc.}$$

La résolution de l'équation b = O donnait les valeurs correspondantes de U. On obtenait des couples de valeurs (U, V) satisfaisant cette équation.

Un second calcul avec U et V connus et la relation (2) nous donnait la valeur de l'épaisseur (e).

Un troisième calcul avec U, V et e et les relations (4) nous donnait les valeurs de ε'_c et ε''_c.

Nous pouvions alors tracer les courbes :

$$\begin{cases} e = f(\varepsilon'_c) \\ \varepsilon''_c = f(\varepsilon'_c) \end{cases}$$

Je donne une reproduction de ces courbes pour les dix premières déterminations ($1 < \varepsilon' < 25$) (fig. 22).

Détermination de la valeur centrale d_{mc} :

On a vu qu'il y avait un écart entre le centre des abaques, à $\lambda_g/4$ et l'abscisse d_{mc} du point singulier ε_c.

On a calculé les valeurs d_{mc} correspondant aux valeurs ε'_c en utilisant l'équation $e = f(d_m)$ pour laquelle $\theta = \infty$ et $\varepsilon'' = O$.

Cette équation s'écrit sous la forme $d_{mc} = f(e)$:

$$d_{mc} = \frac{\lambda_g}{2\pi} \operatorname{arctg} \left[\frac{\operatorname{tg} 2\pi e \sqrt{\frac{\varepsilon'_c}{\lambda_o^2} - \frac{1}{\lambda_c^2}}}{\lambda_g \sqrt{\frac{\varepsilon'_c}{\lambda_o^2} - \frac{1}{\lambda_c^2}}} \right]$$

Nous avons fait calculer les d_{mc} et nous les avons reportés sur les premiers diagrammes ($e = f(d_m)$ à $\varepsilon' = cte$), où ils sont représentés par une "ligne oblique". (fig. 19).

Utilisation

Supposons connaître à 5 % près une permittivité complexe $\varepsilon_1 = \varepsilon'_1 - j\,\varepsilon''_1$ mesurée à l'aide des abaques à lecture directe et vouloir améliorer la précision de mesure de ε''_1 qui peut avoir été mesurée sur les abaques avec un grand T.O.S. donc être entachée d'une erreur importante.

Regardons sur le schéma (fig. 23) comment il faut procéder :

1°) Tracer la droite ε'_1 = cte, qui est une parallèle à l'axe des ordonnées. Ses intersections avec le premier réseau de courbes $e = f(\varepsilon'_c)$ nous donnent les différentes épaisseurs d'échantillons à utiliser aux différentes déterminations, pour l'emploi des diagrammes (e, d_m) : e_1, e_2, e_3 ... Ses intersections avec le second réseau de courbes nous donnent les différentes valeurs de ε''_c. Ces points d'intersections serviront d'origine à la réglette graduée, pour le report des T.O.S. (réglette de même module logarithmique de 25 cm que celui de l'axe ε''_c).

2°) Faire la taille d'une lame de diélectrique à l'épaisseur indiquée (e_1) et faire la mesure du T.O.S. sur cette lame (θ_1). Reporter la valeur du T.O.S. avec la réglette sur le diagramme et lire en face de cette valeur, sur l'échelle des ε''_c la valeur correspondante de ε''_1.

3°) Pour améliorer encore la détermination de ε''_1, il faut faire une mesure à la 2e, puis à la 3e détermination ... etc. On taille des lames d'épaisseurs e_2, e_3, ... etc et on détermine les T.O.S. correspondants θ_2, θ_3, ... etc. Le report de ces T.O.S. sur le diagramme (toujours à partir de la même origine ε''_c) donne d'autres valeurs ε''_2, ε''_3, ... etc.

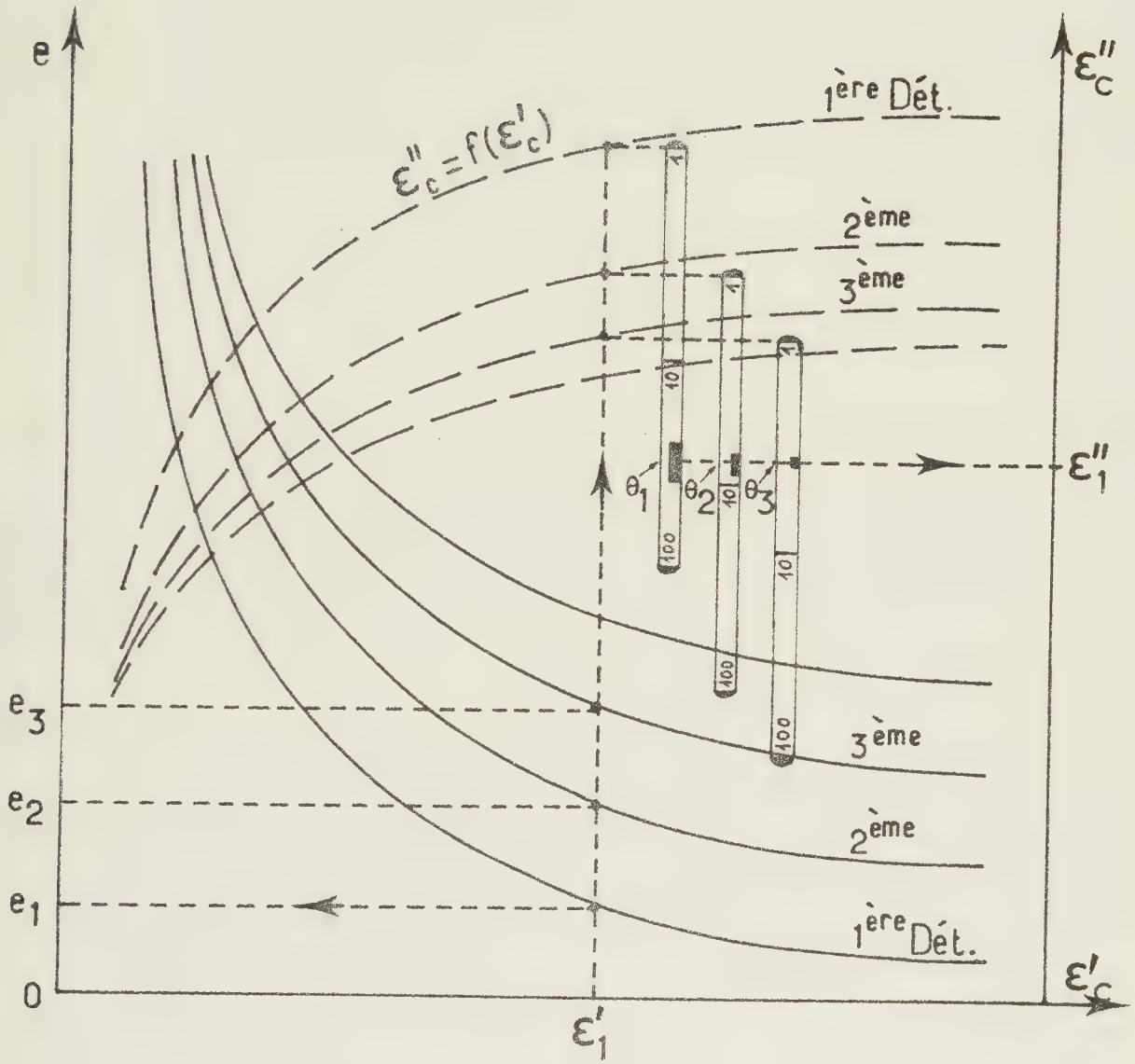
Si les T.O.S. successifs θ_1, θ_2, θ_3, ... sont justes les valeurs de ε''_1, ε''_2, ε''_3, ... sont les mêmes et les points expérimentaux (sur l'axe ε''_c) doivent avoir des plages d'incertitudes qui se recoupent sur l'axe. Bien entendu, la valeur la plus précise de ε''_1, sera celle qui sera mesurée avec le T.O.S. le plus bas ; comme $\theta_1 > \theta_2 > \theta_3$ ... ce sera à la détermination d'ordre le plus élevé que la mesure sera la meilleure.

On verra au chapitre VIII ce qu'est la précision obtenue et la nécessité de corriger les T.O.S. pour arriver au résultat.

Précision :

Connaissant l'ordre de grandeur de l'incertitude $\Delta\theta$ sur un T.O.S. juste, on peut lire directement l'incertitude $\Delta\varepsilon''$ correspondante pour les mesures à chaque détermination. L'erreur au départ sur ε'_1 ($\Delta\varepsilon'_1$) vient augmenter $\Delta\varepsilon''_1$. On peut en tenir compte très facilement sur le diagramme.

On ne peut pas chiffrer en général la valeur de la précision $\Delta\varepsilon''_1/\varepsilon''_1$ de la mesure, car elle dépend de $(\Delta\varepsilon'_1)$ et de $(\Delta\theta_1)$. On ne peut le faire que dans chaque cas particulier.



Utilisation des diagrammes
$e = f(\varepsilon'_c)$, $\varepsilon''_c = f(\varepsilon'_c)$.

Fig. 23

Application des diagrammes :

On peut utiliser les résultats graphiques du réseau $\varepsilon''_c = f(\varepsilon'_c)$, (courbes k = cte), lorsque $\theta = 1$, pour rechercher les valeurs de permittivités complexes qui permettraient (en lames court-circuitées) l'adaptation de la charge.

On voit (fig. 22) que pour une permittivité quelconque connue, il est impossible en général de trouver à l'aide des valeurs (ε', ε'') une lame qui adapte : il faut que le point représentatif de la permittivité complexe tombe sur une courbe k = cte.

Mais si l'on sait fabriquer des diélectriques artificiels homogènes, donc doser ε' et ε'' trés finement, on peut alors trouver une composition centésimale qui adapte en lame d'épaisseur unique.

Exemple : diélectrique x ...

$$\left.\begin{array}{l} \varepsilon' = 10{,}00 \\ \varepsilon'' = 0{,}41 \\ e = 40{,}40 \text{ mm} \\ k = 4 \end{array}\right\} \theta = 1 \quad (9455 \text{ MHz})$$

Théoriquement, une lame de 40,40 mm d'épaisseur de ce diélectrique adapterait dans ces conditions.

Pour les permittivités complexes des diélectriques usuels, du commerce, le diagramme permet de voir si on peut ou non adapter à l'aide de ces substances. Je n'ai pas trouvé de diélectriques satisfaisant à ces conditions au cours des mesures sur les solides que j'ai pu faire.

Conclusion :

L'avantage de ces seconds diagrammes est qu'ils permettent un "autocontrôle" des T.O.S. utilisés. On verra, au chapitre suivant, comment on a été amené à corriger les T.O.S. mesurés pour que l'expérience vérifie cette théorie. En effet, dans le cas où les valeurs de θ_1, θ_2, θ_3, ... sont entachées d'une erreur systématique importante, les valeurs de ε''_1, ε''_2, ε''_3, ... sont complètement dispersées sur l'axe des valeurs de ε''.

REFERENCES

{1} ROBERTS (S.) et von HIPPEL (A.R.) J. Appl. Phys., 17 (1946)610.
et "Les diélectriques et leurs applications", (Dunod, Paris, 1961).
{2} LE BOT (J.) et LE MONTAGNER (S.) C.R. Acad. Sci., 233 (1951) 1017.

{3} LEBRUN (A.), C.R. Acad. Sci., 234 (1952) 518,
et Thèse de Doctorat, Lille, 1953.
{4} BENOIT (J.), Ann. Télécom., 4 (1949) 16.
{5} FELDEN (M.) et FELDEN (M.), Cnd. Elect. 390 (1959) 754.
{6} DEMAU (C.) et DELBOS (G.), C.R. Acad. Sci., 261 (1965) 5397.
{7} DELBOS (G.) et DEMAU (C.), Rev. Phys. Appl., 1 (1966) 287.
{8} MONTGOMERY (C.G.), DICKE (R.H.) et PURCELL (E.M.),
"Principle of microwaves circuits", p.366
(Mc Graw Hill, New-York 1948).
{9} MONTGOMERY (C.G.), "Technique des mesures en micro-ondes"
T. II, p. 656. (Chiron, Paris, 1954).

CHAPITRE IV

PERFECTIONNEMENT DES MESURES DE T.O.S.

1 - GENERALITES :

C'est le tracé du système d'abaques exposé au Chapitre III qui nous a permis de faire des mesures de T.O.S. justes, élevées et de vérifier l'exactitude des corrections.

En effet, ces abaques présentent le gros intérêt d'être "autocontrôlables" par le fait que l'on puisse mesurer une permittivité complexe donnée, sur au moins deux abaques à la fois, avec des données (θ, d_m) différentes.

Expliquons cela sur l'exemple suivant :

Soit la permittivité complexe $\varepsilon = 3 - j\ 0{,}20$, elle peut se mesurer sur les deux abaques :

$e = 5{,}50$ mm, avec $\theta = 6$ et $d_m = 13$

$e = 3{,}00$ mm, avec $\theta = 250$ et $d_m = 2{,}5$

L'expérience doit conduire au même résultat sur les deux abaques (malgré que l'abaque correspondant à l'épaisseur de 3,00 mm soit très mal choisi pour cette valeur de permittivité) aux erreurs $\Delta\theta$ et Δd_m près, ce qui nécessite la mesure d'un T.O.S. de 250.

Par l'ancienne méthode de mesure des T.O.S., il était impossible de faire la mesure sur l'abaque de 3,00 mm, elle n'avait pas de sens, puisque nous ne savions pas mesurer des T.O.S. supérieurs à 30 ou 40. On attribuait les gros écarts de mesures sur ε" à l'imprécision de certaines zones du diagramme de SMITH, à l'abaque de résolution utilisé (LE BOT et LE MONTAGNER ou LEBRUN), aux calculs. En réalité, c'est que les T.O.S. élevés étaient très mal évalués. Ainsi, dans l'exemple ci-dessus, le T.O.S. de 6 aurait été très bien mesuré, mais le T.O.S. de 250 aurait été trouvé égal à l'infini (pas mesurable).

Je vais exposer une méthode qui permet de mesurer des T.O.S. élevés avec une bonne précision (environ 8 à 10 %). C'est cette méthode qui a justifié le choix d'une échelle de T.O.S. allant jusqu'à $\theta = 600$ sur nos abaques.

2 - MESURE DES T.O.S. AU TOSMETRE :

Le tosmètre permet la mesure des T.O.S. par toutes les méthodes, donc en particulier par les deux suivantes :

1°) par la méthode de la mesure de la différence de puissance entre deux niveaux de puissance, en décibels (pour tous les T.O.S. allant de 1 à 100 ou plus, dans l'hypothèse d'une détection quadratique.

2°) par la méthode du double minimum (pour les T.O.S. supérieurs à 10).

Je ne me suis intéressé qu'à ces deux méthodes, laissant de côté celle de l'atténuateur calibré (placé en série sur la ligne) et celle du calcul de la racine carrée du rapport des amplitudes de champ électrique au maximum et au minimum {1}.

a - Méthode du double minimum {1}, {2}, {3} :

On calcule le T.O.S. par la relation $\theta = \frac{\lambda_g}{\pi \Delta x}$

Δx est le déplacement à donner à la sonde, pour trouver de part et d'autre d'un minimum de champ électrique, une déviation de l'appareil de mesure, double de celle au minimum ; λ_g est la longueur d'onde guidée mesurée au M.O.S.

L'avantage de cette formule est double, en effet elle permet de faire la mesure du T.O.S. à bas niveau (au minimum de champ électrique) donc dans une région de détection quadratique pour le cristal détecteur (à condition qu'il soit quadratique à bas niveau) et elle est également valable pour une distribution non sinusoïdale du champ électrique autour du minimum (distribution parabolique).

b - Méthode du tosmètre :

Cet appareil permet la mesure précise des différences de niveaux de puissance, en décibels, au moyen d'atténuateurs ohmiques calibrés incorporés.

Si ($\Delta\alpha$) décibels est la différence de puissance détectée en déplaçant la sonde d'un mesureur d'ondes stationnaires d'un maximum de champ électrique à un minimum, dans l'hypothèse d'une détection quadratique, il y a proportionnalité entre la puissance détectée et la tension aux bornes du cristal détecteur ; le T.O.S. se calcule par la relation {4} :

$$\Delta\alpha_{dB} = 20 \log \theta$$

Pour que cette formule soit applicable, il faut :

1°) que la différence de niveaux de puissance $(\Delta\alpha)_{dB} = P_2 - P_1$ à mesurer soit inférieure à la plage de variation linéaire de la puissance détectée en fonction de la tension détectée (environ 35 dB) pour le cristal détecteur utilisé (fig. 24).

2°) que cette différence de puissances $(\Delta\alpha)$dB, même si elle est faible, soit mesurée dans la zone de linéarité.

Pour pouvoir utiliser correctement cette formule, en mesurant des différences de puissances en décibels ou pour pouvoir utiliser l'échelle graduée en T.O.S. de l'appareil, il faut contrôler la réponse du cristal détecteur du mesureur d'ondes stationnaires utilisé.

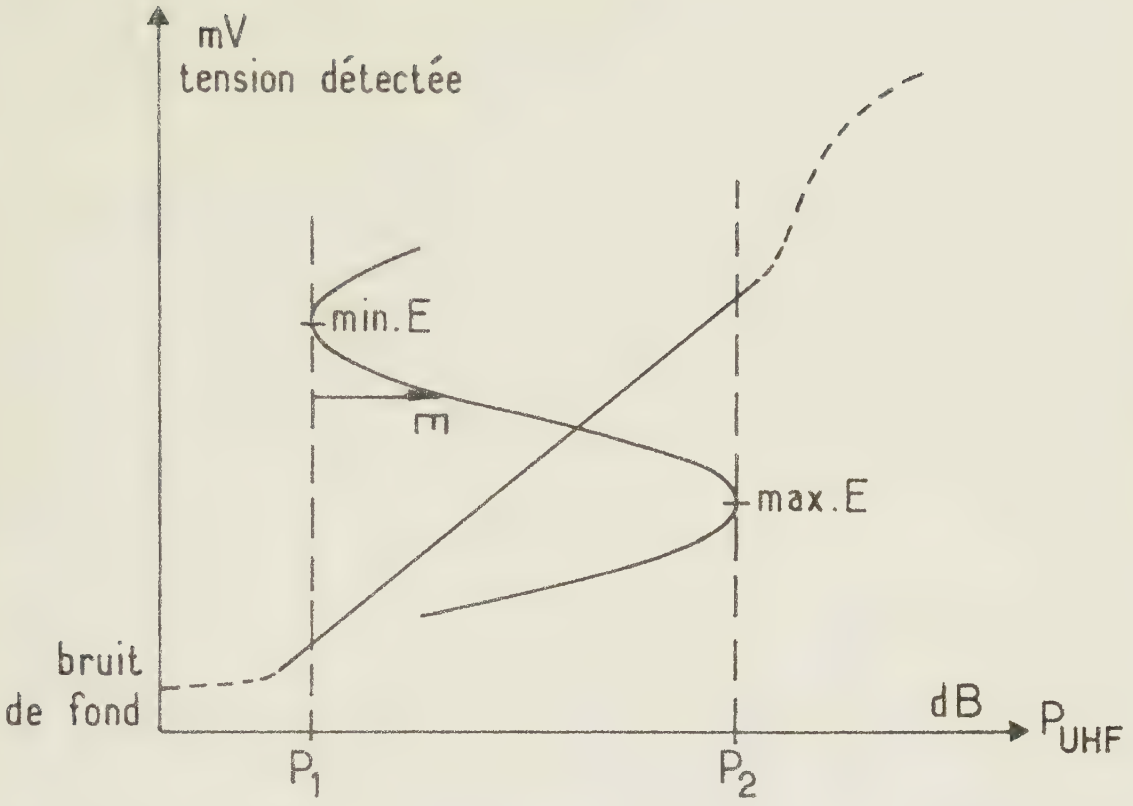


Fig . 24

c - Contrôle de la réponse du cristal :

J'ai utilisé la méthode préconisée par SERVANT (Y.) {5}. Elle nécessite l'utilisation d'un étalon secondaire d'atténuation et d'une charge adaptée (fig. 25).

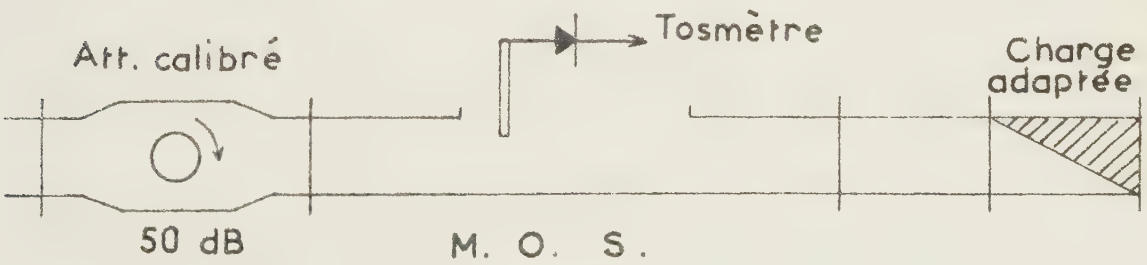


Fig. 25

Pour toutes les mesures de T.O.S. que j'ai eues à faire, je n'ai eu à apprécier que des écarts de puissance : $\Delta\alpha \prec 40$ dB, c'est-à-dire des T.O.S. $\theta \prec 100$. La longueur de ligne entre la sonde et la charge étant suffisamment grande pour qu'il en soit ainsi.

Je disposais d'un atténuateur calibré à lame tournante de 50 dB (Philips), du type de celui construit par LOUDETTE P. {6}. Il est très important de vérifier le zéro de ce type d'appareils, car le moindre décalage angulaire du cadran tournant, par rapport au zéro de l'appareil, peut entraîner une erreur importante au niveau de 50 dB, par le fait même que l'échelle des dB n'est pas linéaire. J'ai dû comparer mon atténuateur à un autre modèle du même type(Hewlett-Packard 60 dB) qui était réputé être étalonné depuis peu et j'ai dû corriger très légèrement le zéro de l'appareil Philips.

Procédé de contrôle de la réponse du cristal :

1°) On règle l'atténuateur calibré (à lame tournante) en position 40 dB et on règle l'atténuateur du tosmètre en position (60 + 10)dB, de telle sorte que le signal détecté ne soit plus atténué, mais directement amplifié puis redressé. L'aiguille du tosmètre doit être réglée à 1, par déplacement de la sonde du M.O.S. en profondeur et accord avec son triple stub, puis par retouche à l'aide des réglages fin et gros du tosmètre. On repère la position de ces derniers réglages et on ne devra plus y toucher par la suite.

2°) On désatténue de 40 dB la puissance incidente par bonds de 5 dB à l'atténuateur calibré (ou on atténue au tosmètre ...) et on note les atténuations correspondantes au tosmètre (ou à l'atténuateur calibré ...).
Dans le cas d'une réponse quadratique et d'étalons d'atténuation justes, on doit atténuer de 40 dB au tosmètre, lorsque l'atténuateur calibré arrive à 0 dB.

3°) On trace la courbe de variation des deux atténuations dans un système de coordonnées rectangulaires à mêmes échelles graduées.
Je donne (fig. 26) la courbe que j'ai tracé de nombreuses fois pour vérifier la réponse du cristal 1N31 du M.O.S. utilisé (enfoncement de sonde 1,70 mm).
Compte-tenu de la précision d'étalonnage des divers atténuateurs incorporés du tosmètre (± 0,15 dB), j'ai considéré que j'avais un intervalle linéaire de 35 dB pour faire mes mesures.
Je conservais, par la suite, le tarage initial du tosmètre et le niveau 30 dB de départ pour toutes les mesures de T.O.S. élevés ($\Delta\alpha > 30$ dB). Pour me placer dans les conditions d'étalonnage du cristal, je réglais la puissance incidente à l'aide de l'atténuateur calibré tournant. J'avais la possibilité,

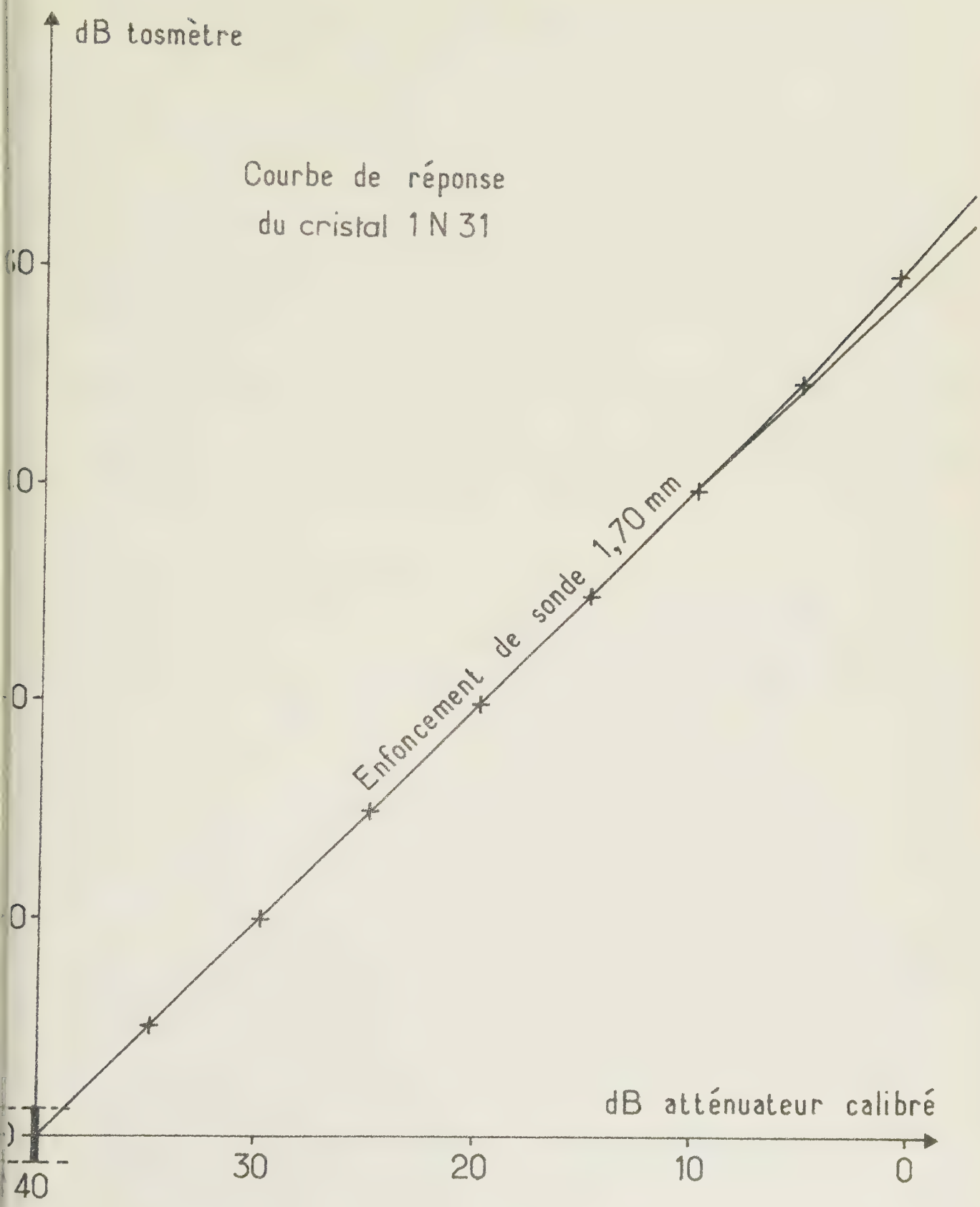

dB tosmètre
Courbe de réponse
du cristal 1 N 31
Enfoncement de sonde 1,70 mm
dB atténuateur calibré
40
30
20
10
0

Fig . 26

lorsque les différences de niveaux de puissance à mesurer étaient inférieures à 30 dB, de partir du niveau 40 dB au tosmètre. Pour tous les T.O.S. peu élevés c'est la méthode que j'ai utilisée.

3 - DETERMINATION DE L'ENFONCEMENT OPTIMUM DE LA SONDE DU M.O.S. :

La seule méthode vraiment valable étant celle du double minimum et voulant absolument me servir du tosmètre en mesurant des différences de niveaux de puissance, la méthode étant plus rapide, j'ai cherché à voir si pour cet enfoncement de sonde trouvé égal à 1,70 mm (sur 4 mm d'enfoncement total permis) on pouvait mesurer par les deux méthodes différents T.O.S. et les comparer. Autrement dit, j'ai confronté les deux méthodes.

Ma ligne de mesure étant équipée d'un comparateur mécanique Zeitz (au 1/1000 de mm), il est possible d'apprécier de très faibles déplacements (Δx) donc de mesurer des grands T.O.S.

J'avais besoin pour faire cette étude de disposer d'une gamme de T.O.S. allant de 20 à 80 environ. Je la réalisais à l'aide du montage simple indiqué figure 27.

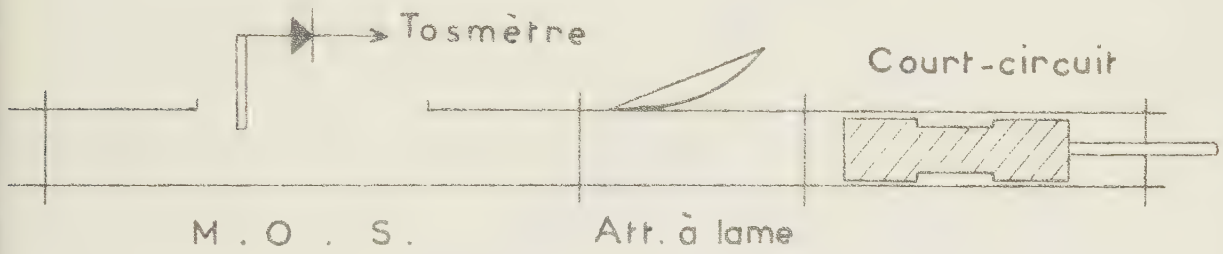


Fig. 27

Je mesurais ces T.O.S. par les deux méthodes simultanément, et je traçais la courbe $\theta_t = f(\theta_m)$. On voit (fig. 28) que cette courbe est une droite jusque vers $\theta = 70$, après il y a un décrochage, les valeurs de T.O.S. ne se correspondent plus.

Je possédais ainsi un moyen de contrôle efficace des valeurs de T.O.S. indiquées par le tosmètre (soit sur les échelles graduées en T.O.S., soit par la formule $\Delta\alpha = 20 \log\theta$).

J'ai constaté qu'en enfonçant davantage la sonde (par exemple, 1,90 mm) il n'y avait plus correspondance des T.O.S. mesurés par les deux méthodes ; la courbe de variation était

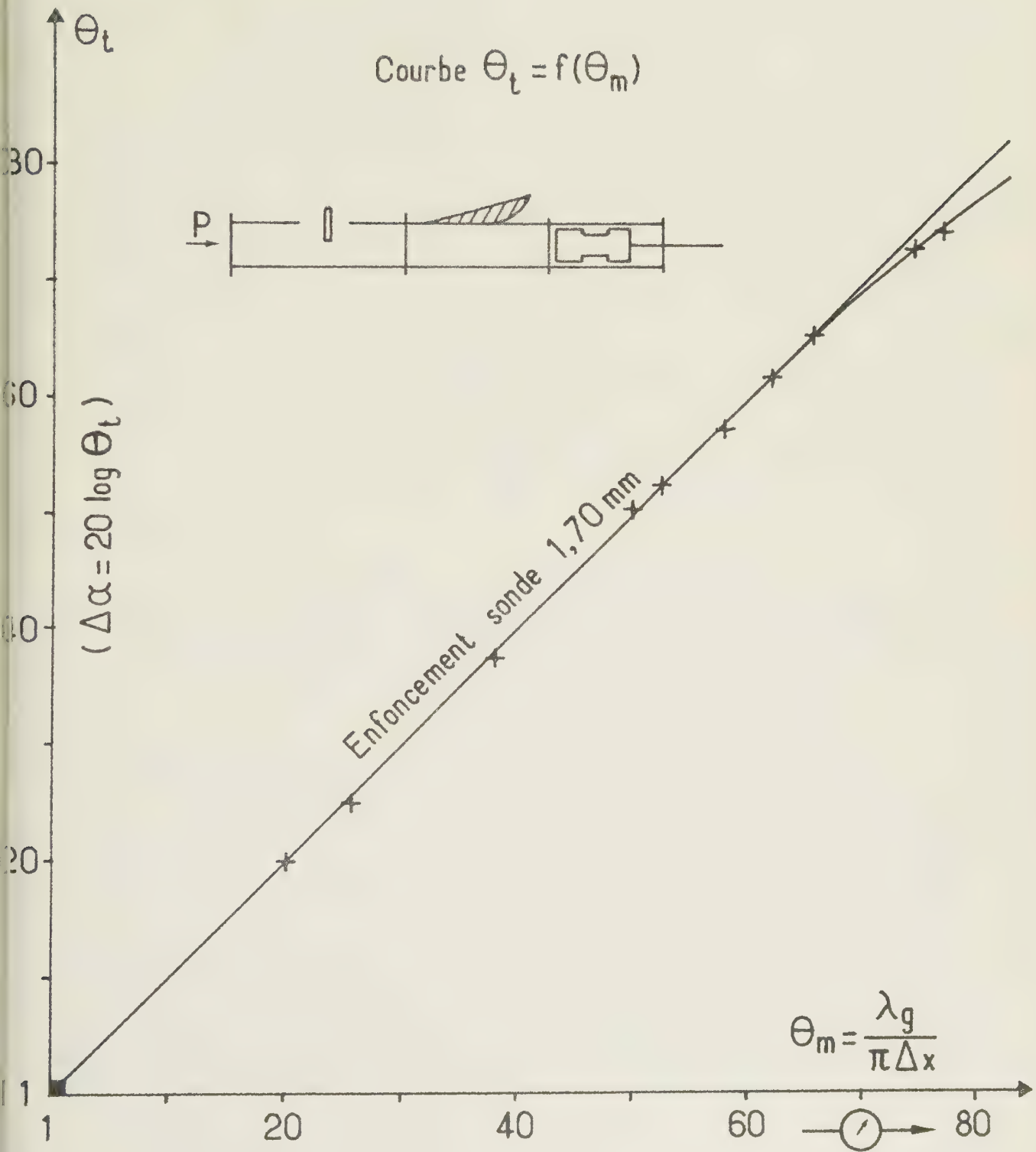

Courbe $\theta_t = f(\theta_m)$
θ_t
$(\Delta\alpha = 20 \log \theta_t)$
P
Enfoncement sonde 1,70 mm
$\theta_m = \frac{\lambda_g}{\pi \Delta x}$
1
20
40
60
80

Fig . 28

au-dessus de la droite $\theta_t = f(\theta_m)$. Par contre, en enfonçant moins la sonde (1,20 mm) il y avait toujours correspondance entre les deux méthodes, mais seulement jusqu'à une valeur de T.O.S. $\theta < 50$, car on ne prélevait plus assez de puissance pour pouvoir mesurer (dans la même zone de linéarité) les atténuations correspondantes à des T.O.S. plus élevés.

Cette position de sonde est unique pour le M.O.S. utilisé (et le cristal détecteur associé) et surtout avec la puissance incidente disponible faible (klystron 2K 25). En réalité, compte-tenu du réglage d'accord de la sonde et du cristal par un triple stub, on peut faire varier légèrement la profondeur de la sonde autour de cette position (1,70 ± 0,03 mm), tout en conservant le même tarage du tosmètre et une plage d'étalonnage du cristal de 35 dB. Dans toute cette plage de réglage étroite, il y a recoupement des mesures de T.O.S. par les deux méthodes.

Remarque : Le réglage de l'accord de la sonde dans ces conditions est une expérience longue et délicate, en lui associant la courbe de contrôle $\theta_t = f(\theta_m)$; je me suis arrangé pour protéger la "tête de réglage" du M.O.S. et son triple stub d'accord, contre les déréglages accidentels qui pourraient passer inaperçus, par un écran protecteur en plexiglas .

Conclusion :

Cet enfoncement de sonde est un compromis entre un enfoncement excessif qui déforme la répartition sinusoïdale du champ électrique (ne permettant pas le calcul des T.O.S. par les deux méthodes) et un enfoncement trop faible idéal ne permettant pas la mesure des T.O.S. élevés.

4 - MESURE DES T.O.S. DANS UNE LIGNE A FENTE :

Après m'être préoccupé de la "méthode" proprement dite de mesure d'un T.O.S., je me suis efforcé de voir comment on pouvait remonter au T.O.S. véritable produit par la réflexion d'une onde électromagnétique sur une charge, ou du moins s'en rapprocher.

En effet, pendant longtemps, je mesurais l'impédance réflective d'une charge quelconque, par la mesure de θ et de d_m dans la ligne de mesure, sans me préoccuper des pertes d'énergie d'origines diverses : court-circuit, parois du guide, jonctions, guide fendu. Alors, le T.O.S. mesuré était pris pour le T.O.S. réel. (Je dois signaler ici qu'il existe des lignes de mesure "sans fente" {7} pour lesquelles cette approximation est meilleure).

Dès que nos abaques furent tracés et la méthode de mesure des T.O.S. précédemment exposée mise au point, je constatais que les T.O.S. qui devaient servir effectivement, sur les abaques (θ_r) et les T.O.S. mesurés (θ_m) étaient différents, les uns étant toujours plus faibles que les autres :

$$\theta_m < \theta_r$$

J'ai attribué ces écarts, variables selon l'ordre de grandeur des T.O.S., aux différentes pertes électriques entre le court-circuit et la sonde ; j'ai considéré la ligne entre le court-circuit et la sonde comme un "tronçon de ligne à pertes".

a - Rappel sur la mesure du T.O.S. d'une charge à travers une ligne à pertes :

Considérons une ligne à pertes de longueur ℓ fermée sur une charge z. On veut connaître le coefficient de réflexion (en module) de la charge seule (fig. 29) produit à la distance x.

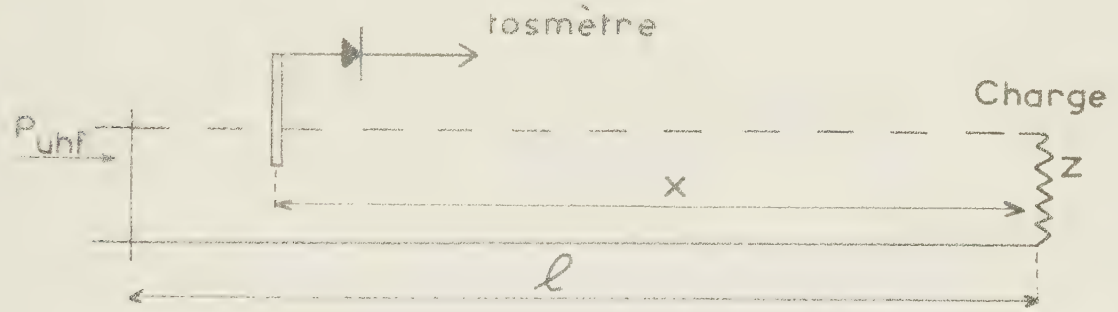


Fig. 29

Supposons par exemple que cette ligne à pertes soit la partie fendue d'un M.O.S., la charge étant placée au départ de la fente.

Une onde allant de la sonde à la charge est atténuée par un facteur f que l'on pourrait déduire des propriétés de la ligne à pertes.

Appelons Γ_m le module du coefficient de réflexion que l'on mesure à la distance x de la charge; on montre que le module du coefficient de réflexion véritable de la charge seule vaut: {8}, {9}

$$\Gamma_r = \Gamma_m / f^2$$

Si l'on remplace la charge z par un court-circuit (z =0), le module du coefficient de réflexion de la charge seule vaut :

$\Gamma_r = 1$ (court-circuit parfait). Or, à la distance x, on mesure dans ce cas là :

$$\Gamma_{m_{cc}} = \Gamma_r \cdot f^2 = f^2$$

Le $\Gamma_{m_{cc}}$ dans ce cas là peut s'appeler : $\Gamma_{cc} = \Gamma_{m_{cc}} = f^2$
On a ainsi la valeur du coefficient f.

En présence de la charge :

$$\Gamma_r = \frac{\Gamma_m}{f^2} = \frac{\Gamma_m}{\Gamma_{cc}} \quad \text{soit :}$$

$$\boxed{\Gamma_m = \Gamma_r \cdot \Gamma_{cc}}$$

Il existe entre le T.O.S. et le module du coefficient de réflexion la relation :

$$|\Gamma| = \frac{\theta - 1}{\theta + 1}$$

En écrivant la relation démontrée précédemment avec les T.O.S. on obtient :

$$\theta_m = \frac{\theta_r \, \theta_{cc} + 1}{\theta_{cc} + \theta_r}$$

Soit en faisant l'approximation : $\theta_r \, \theta_{cc} >> 1$

$$\boxed{\frac{1}{\theta_r} = \frac{1}{\theta_m} - \frac{1}{\theta_{cc}}}$$

Cette formule montre que le T.O.S. réel, dans le cas d'une ligne à pertes, produit par une charge z tient compte du T.O.S. de la ligne, quand la charge est remplacée par un court-circuit.

Pour une ligne idéale "sans pertes" , $\theta_{cc} = \infty$ sur le court-circuit (z = 0), résultat valable en tous points de la ligne distants de $\lambda_g/2$, alors :

$$\theta_r = \theta_m$$

C'est cette formule que j'ai adoptée pour toutes mes mesures de T.O.S., elle m'a permis de faire des mesures de T.O.S. élevés significatives. Elle montre que lorsque les deux T.O.S. à vide et en charge sont voisins, le T.O.S. réel est très grand.

Malgré sa forme simple, cette relation reste des plus délicates à mettre en application.

Incertitude de mesure :

On montre que l'incertitude de mesure absolue $\Delta\theta_r$ calculée à partir des incertitudes $\Delta\theta_m$ et $\Delta\theta_{cc}$ est importante.

Dans le cas simple où l'on commet la même erreur de mesure sur θ_m et sur θ_{cc}, on peut évaluer $\Delta\theta_r$ par la formule suivante :

$$\Delta\theta_r < \Delta\theta \frac{\theta_m^2 + \theta_{cc}^2}{(\theta_{cc} - \theta_m)^2} \qquad (\Delta\theta_{cc} \simeq \Delta\theta_m \simeq \Delta\theta)$$

Dans le cas où les deux T.O.S. sont différents ($\Delta\theta_{cc} \neq \Delta\theta_m$) la formule à appliquer reste plus générale.

L'erreur sur le T.O.S. réel, $\Delta\theta_r$ peut toujours être évaluée ; elle sera grande aux forts T.O.S. (par exemple : $\theta_r = 450 \pm 50$) et petite aux faibles T.O.S. ($\theta_r = 9{,}5 \pm 0{,}2$), mais justement, à cause de la progression logarithmique des courbes $\varepsilon'' = cte$ sur les abaques, une grande erreur sur un fort T.O.S. n'est pas plus préjudiciable qu'une petite erreur sur un T.O.S. bas, sur l'incertitude finale ($\Delta\varepsilon''$). Il en est de même sur les diagrammes $\varepsilon''_c = f(\varepsilon'_c)$ avec leurs échelles de valeurs de ε'' logarithmiques.

b - Mise en application de la correction :

Au cours d'une mesure de T.O.S. à vide, puis en charge, un minimum de champ se déplace dans la ligne fendue ; les seules pertes susceptibles de pouvoir varier sont donc les pertes en ligne fendue. En effet, les pertes ohmiques dans le court-circuit, dans les jonctions et dans la ligne normale restent constantes (en prenant certaines précautions de centrage et de serrage des jonctions).

Les pertes ohmiques dans un guide rectangulaire sont en général très faibles (par exemple pour un guide en laiton recuit {10} en bande X, le facteur d'atténuation vaut : $\alpha \simeq 0{,}23$ dB par mètre). On peut évaluer les pertes en guide fendu dans un M.O.S. en mesurant le T.O.S. en plusieurs endroits de la fente (4 points par exemple) et en traçant une courbe de variation du T.O.S. le long de la fente, sur les différents minimums {11}. On trouve des écarts allant de 2 à 3 dB sur une distance de l'ordre de 12 cm.

Ainsi le tronçon de ligne à pertes à prendre en considération est la longueur x entre la sonde et le bord de la fente, la partie de ligne entre ce point et la charge restant considérée comme ligne à pertes faibles constantes (fig. 30).

Pour tenir compte des pertes dans la fente, on devra, lors des mesures de θ_m (avec la charge) et de θ_{cc} (sans la charge) faire la mesure de ces deux T.O.S. au même niveau de la fente (même distance x).

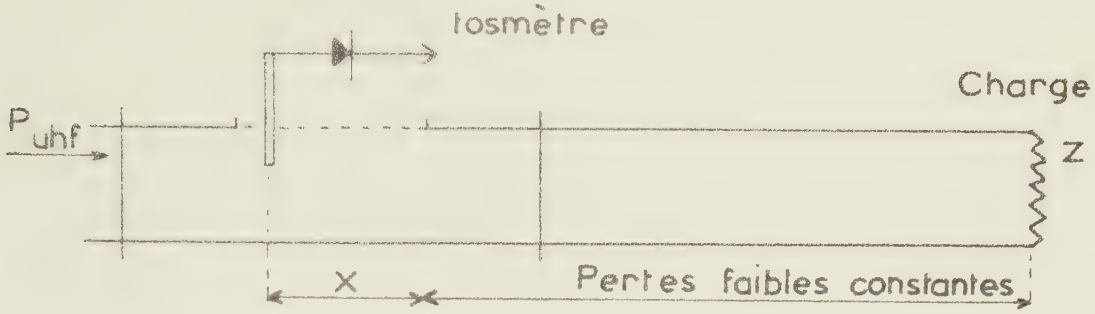


Fig . 30

Or, précisément la mise en place de l'échantillon déplace les ondes stationnaires vers la charge, et la mesure des deux T.O.S. au même niveau de la fente est rendue impossible.

c - Méthode de correction proposée : {12}

J'ai eu recours au tracé de la "courbe de variation du T.O.S. à vide associé à la n^e frange" (ou n^e minimum de champ électrique) du train d'ondes stationnaires, lorsque cette frange est "aspirée" vers la charge (lames de diélectrique).

J'ai utilisé d'abord un piston de court-circuit sans contact à grand déplacement dans un guide. J'ai pu suivre la variation du T.O.S. mesuré sur la n^e frange en la déplaçant vers la charge. J'ai obtenu des courbes du type de celle indiquée fig. 31 d'autant plus ondulées que l'ordre d'interférence était faible.

J'explique cette variation de la façon suivante, après avoir toujours trouvé le même type de courbe en faisant cette expérience. Plus la distance du court-circuit au M.O.S. était importante, plus l'ondulation s'aplatissait, mais la courbe restait toujours croissante, l'écart en dB d'un bout à l'autre de la fente demeurant. Les ondulations ont une périodicité voisine de $\lambda_g/2$.

1°) En regardant l'allure de l'enveloppe de la courbe (en tirets) on voit qu'elle est exponentielle : ceci traduirait la variation du T.O.S. en fonction de la distance de la sonde à l'extrémité de la fente (au cours de cette expérience, on raccourcit la ligne à pertes et on allonge d'autant la ligne à très faibles pertes).

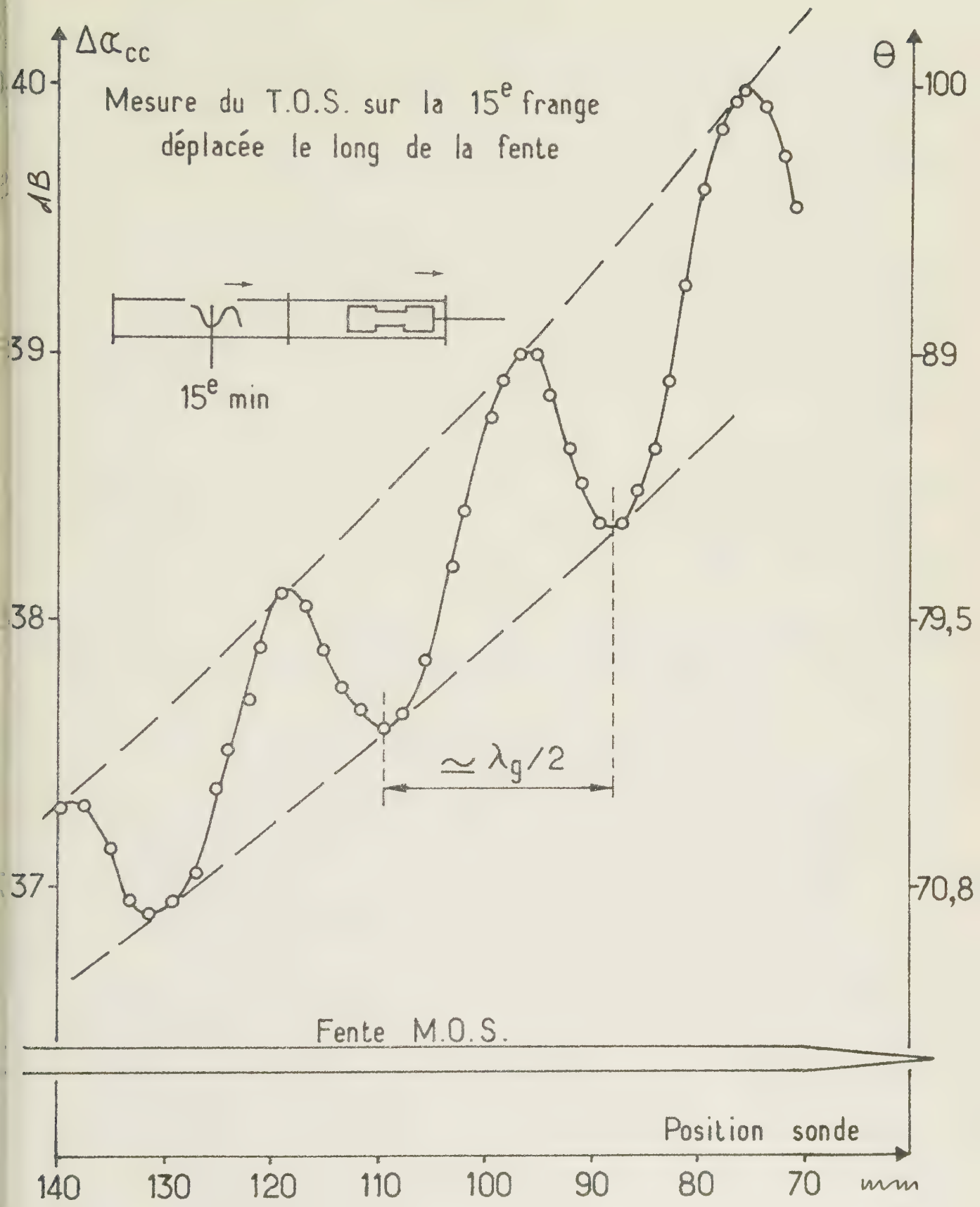

$\Delta\alpha_{cc}$
Mesure du T.O.S. sur la 15e frange déplacée le long de la fente
dB
40
39
38
37
θ
100
89
79,5
70,8
15e min
$\simeq \lambda_g/2$
Fente M.O.S.
Position sonde
140
130
120
110
100
90
80
70
mm

Fig . 31

2°) Les ondulations sont d'autant plus aigües que la longueur de la ligne totale est courte. Ceci prouverait qu'il y a des réflexions parasites internes entre le court-circuit et la ligne avant le M.O.S. L'ensemble formerait "cavité résonnante". Cela malgré la présence de 2 unilignes entre la source et la charge ; il reste toujours des réflexions parasites de l'onde réfléchie sur le court-circuit.

Je pense qu'avec mon montage actuel, le découplage entre la ligne de propagation et la charge n'est pas complet; mais, même le meilleur uniligne réfléchit toujours une partie de l'onde qu'il doit absorber (T.O.S. résiduel = 1,20). D'autre part, les unilignes absorbant une fraction de la puissance incidente (pertes d'insertions = 1 dB) pour pouvoir en utiliser plusieurs, il faudrait une puissance d'émission hyperfréquence supérieure à celle que j'ai actuellement. Alors, je pourrais mieux adapter la charge à la ligne.

Je propose la méthode de correction suivante :

Pour tenir compte de l'atténuation principale (fente) et du phénomène de résonance parasite, j'ai montré expérimentalement sur des exemples précis (chap. VIII) qu'il faut mesurer θ_m et θ_{cc} :

1°) au même niveau de la ligne (c'est-à-dire à sonde fixe)

2°) au même ordre d'interférence (fig. 32).

Dans ces conditions, des mesures de T.O.S. faites sur des échantillons d'épaisseurs différentes conduisent à des valeurs de permittivités parfaitement concordantes.

5 - APPLICATION DE LA METHODE AUX ABAQUES :

Telle que j'appliquais la méthode du court-circuit (avec court-circuit fixe) il apparaissait difficile de faire des mesures satisfaisant à cette double condition, si ce n'est en abandonnant le court-circuit fixe pour utiliser un piston de court-circuit mobile sans contact comme il est indiqué fig. 32.

a - Tracé des courbes d'étalonnage :

J'ai tracé pour chaque cellule de mesure (à solides ou à liquides) la courbe à vide du déplacement de la n^e frange et ceci pour un déplacement de l'ordre de $\lambda_g/2$ seulement (je n'avais plus besoin de toute la courbe du type de celle de la figure 31), ce qui est un maximum pour l'utilisation des abaques à la 1^e détermination, comme on l'a vu.

J'ai appelé ces courbes "courbes d'étalonnage à vide" des cellules.

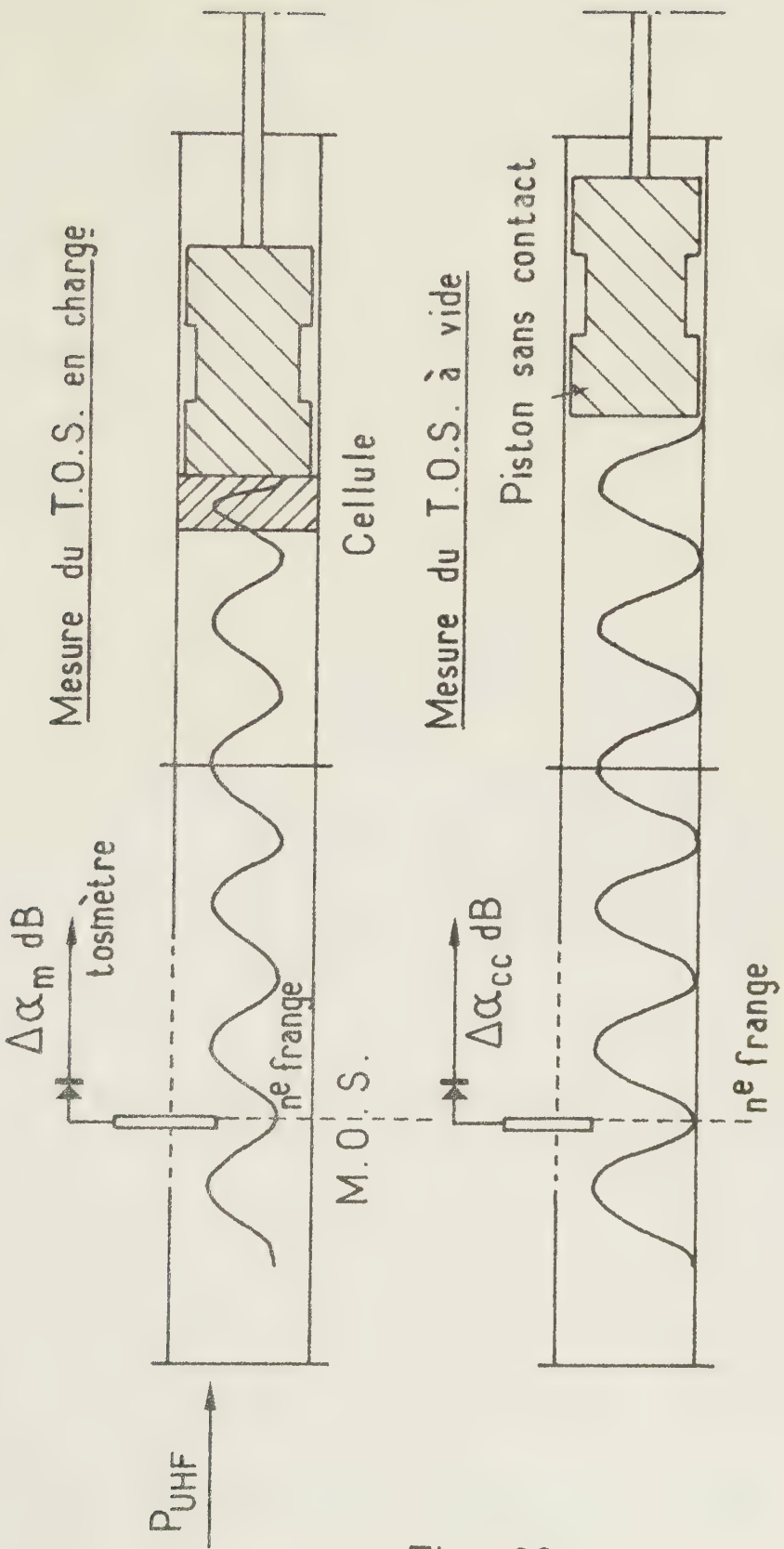

Mesure du T.O.S. en charge
Cellule
Mesure du T.O.S. à vide
Piston sans contact
$\Delta\alpha_m$ dB
tosmètre
n^e frange
M.O.S.
$\Delta\alpha_{cc}$ dB
n^e frange
P_{UHF}

Fig . 32

Pour tracer ces courbes, il m'a été impossible d'utiliser les "pistons de court-circuit mobiles" (sans contact ou autres types) du commerce, car je n'en ai pas trouvés qui présentent le même coefficient de réflexion à vide qu'un court-circuit du type "plaque métallique". J'ai donc utilisé un subterfuge pour rendre mobile un court-circuit fixe. J'indique, fig. 33, le dispositif qui m'a permis de tracer mes courbes d'étalonnage.

Description du court-circuit mobile :

La demi longueur d'onde guidée étant de 22 mm, il est constitué par 25 éléments de guide standard d'épaisseurs variant entre 1 et 25 mm, parfaitement calibrés et parallèles (au 1/100 de mm) ; les faces de contact de ces éléments ont été rodées et polies au marbre de façon à présenter des contacts électriques parfaits. Une bride de centrage fixée sur la cellule permet l'ajustement bord à bord de tous les éléments de guide au même niveau de la cellule. Un système de serrage du court-circuit sur l'élément de guide appuie au centre du court-circuit indéformable de façon à répartir l'effort de serrage et le contact électrique.

J'ai pu, à l'aide de ce dispositif simple, tracer mes courbes d'étalonnage de mes cellules de mesure.

Je donne (fig. 34) une courbe d'étalonnage réelle pour la cellule à solides thermostatée qui sera décrite plus loin.

Remarque : En ce qui concerne les 4 cellules à liquide, toutes de mêmes caractéristiques (e = 26 mm) à fenêtres collées, j'ai dû, pour tracer la courbe à vide unique, utiliser une 5e cellule identique mais sans fenêtre. En effet, la charge est constituée dans ce cas par l'ensemble des deux lames de diélectrique (lame de silice + lame de liquide).

b - Lecture de θ_{cc} :

Une interpolation sur la courbe $\Delta\alpha_{cc} = f(x)$ permet d'obtenir le T.O.S. à vide à l'endroit où a été mesuré le T.O.S. en charge et pour le même ordre d'interférence (fig. 34).

c - Influence de l'humidité de l'air :

Selon le taux d'humidité de la salle où je faisais mes mesures, je constatais un décalage (en dB) des courbes d'étalonnage, en plus ou en moins selon les cas. Les courbes entières étaient simplement translatées verticalement ; il suffisait de vérifier avant toute mesure un point de la courbe, pour savoir comment interpoler.

Les T.O.S. à vide étaient en général plus grands lorsque l'air était plus sec, ce que l'on constatait à l'hygromètre de la salle.

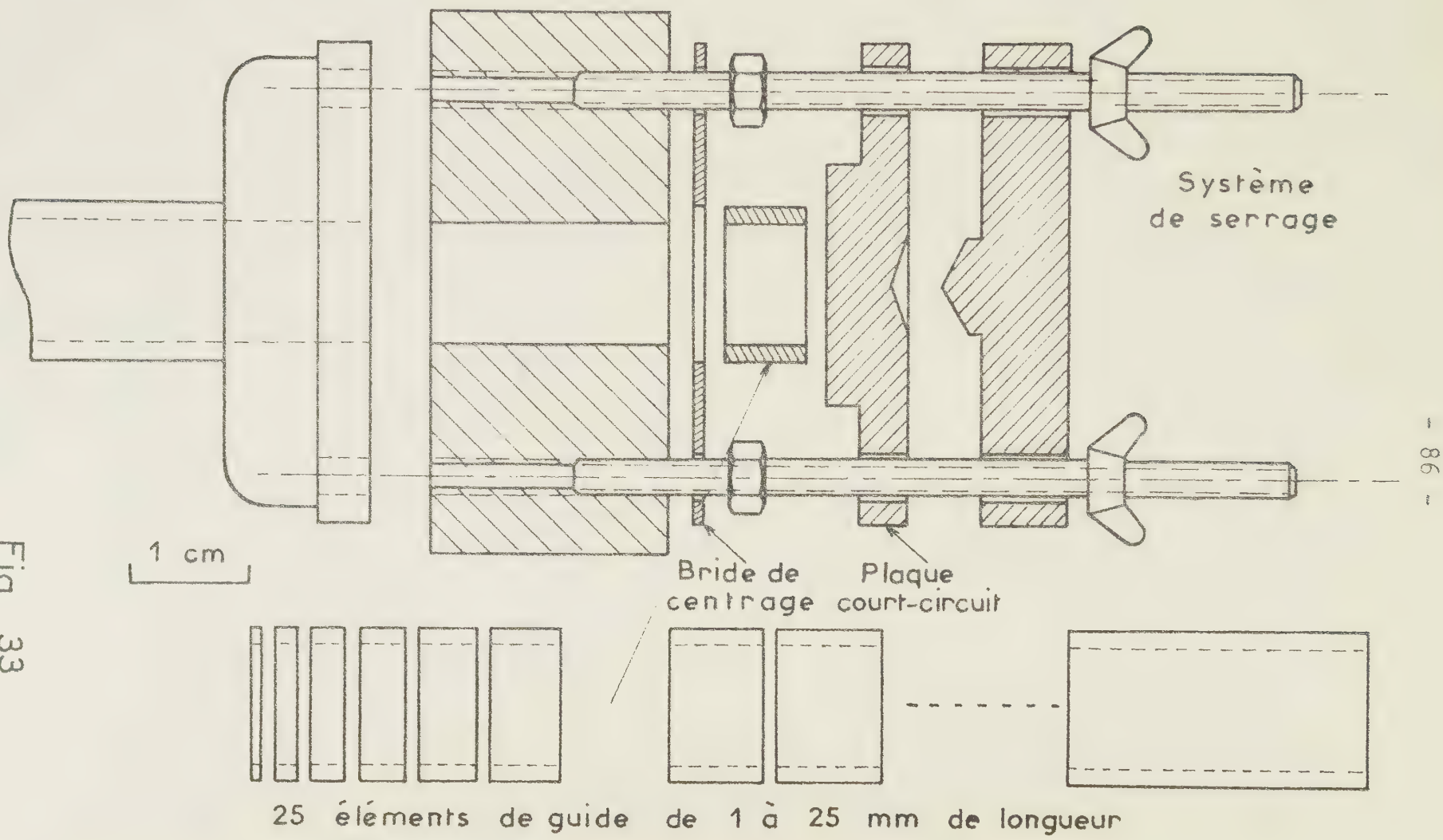

CELLULE de mesure
à étalonner
COURT-CIRCUIT
variable
Système
de serrage
1 cm
Bride de
centrage
Plaque
court-circuit
25 éléments de guide de 1 à 25 mm de longueur

Fig. 33

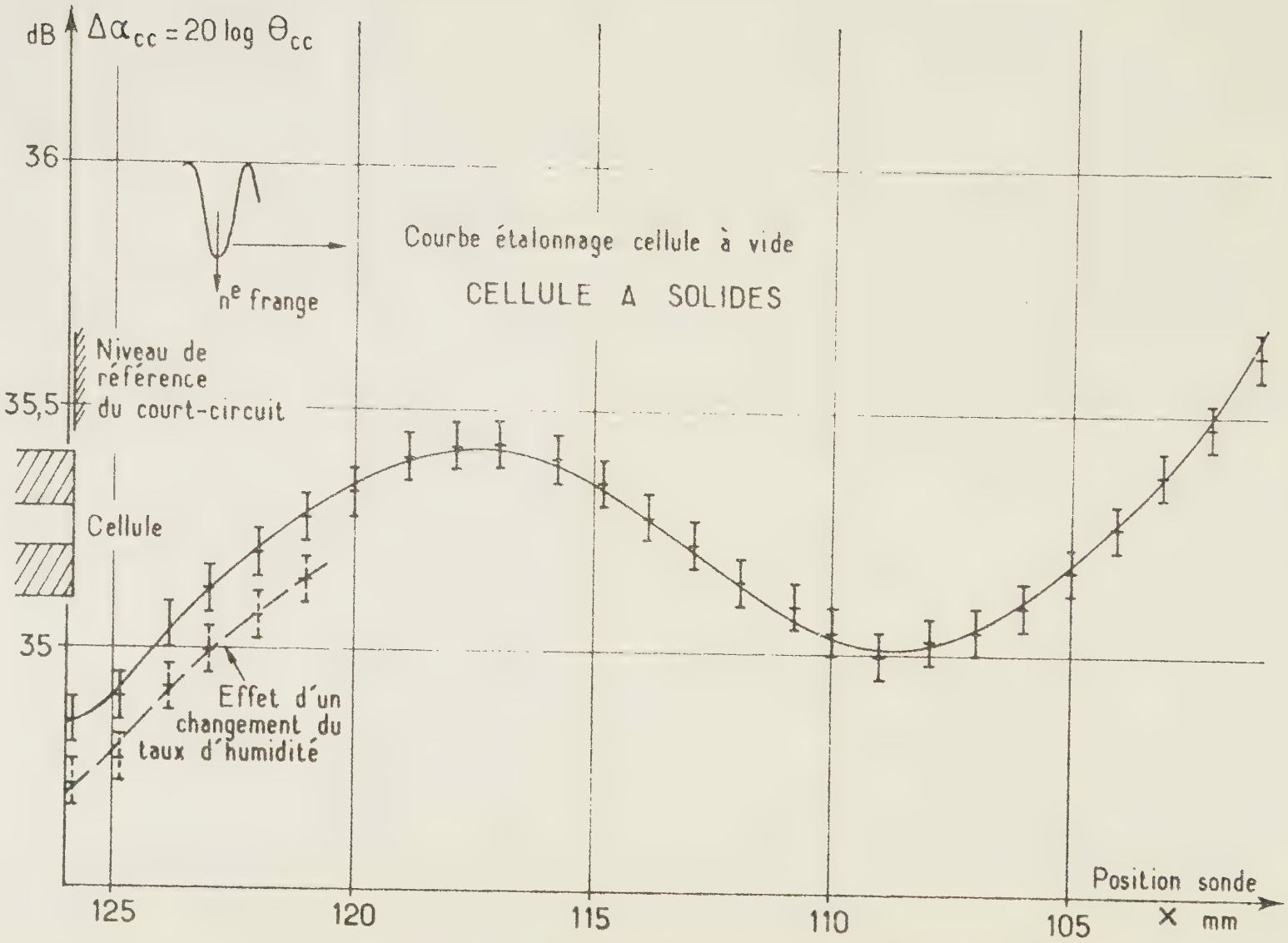

dB
$\Delta\alpha_{cc} = 20 \log \theta_{cc}$
36
35,5
35
Courbe étalonnage cellule à vide
CELLULE A SOLIDES
n^e frange
Niveau de référence du court-circuit
Cellule
Effet d'un changement du taux d'humidité
125
120
115
110
105
Position sonde
x mm

Fig. 34

6 - APPLICATION DE LA METHODE AUX DIAGRAMMES :

On a vu (Chap. III) que l'utilisation du diagramme $\varepsilon''_c = f(\varepsilon'_c)$ permettait des mesures de ε'' plus précises, par augmentation de l'épaisseur de l'échantillon, en changeant de détermination. Il y a augmentation de l'ordre d'interférence en ligne et diminution des T.O.S.

On sait calculer les déplacements de la n^e frange aux différentes déterminations compte-tenu des épaisseurs valant :

1^e détermination : $e_1 = \lambda_{g\varepsilon}/4$

2^e détermination : $e_2 = 3\,\lambda_{g\varepsilon}/4$

3^e détermination : $e_3 = 5\,\lambda_{g\varepsilon}/4$

. . . . . .

k^e détermination : $e_k = (2k - 1)\,\lambda_{g\varepsilon}/4$

Les déplacements des minimums valent respectivement : (Fig. 35)

1^e détermination : $\delta_1 = \frac{\lambda_g}{4} - \frac{\lambda_{g\varepsilon}}{4}$

2^e détermination : $\delta_2 = 3\,\delta_1$

3^e détermination : $\delta_3 = 5\,\delta_1$

. . . . . .

k^e détermination : $\delta_k = (2k - 1)\,\delta_1$

Pour les solides, on a le choix entre les deux méthodes suivantes :

1°) Utiliser un court-circuit fixe :

Alors il faut tracer la courbe d'étalonnage à vide pour des déplacements supérieurs à $\lambda_g/2$ et allant à concurrence de δ_k, que l'on peut calculer avec la valeur ε' du diélectrique.

2°) Utiliser un court-circuit mobile :

En plaçant l'échantillon long à l'autre extrémité de la cellule de mesure de façon à pouvoir retirer le piston de court-circuit mobile de la quantité δ_k (comme il est indiqué fig. 32). C'est cette méthode que j'ai systématiquement utilisée pour les mesures de ε'', avec les diagrammes, dont je donne les résultats au chap. VIII

Remarque : Pour les liquides, je n'ai pas encore envisagé l'utilisation des diagrammes et d'un court-circuit mobile mais on rejoindrait avec ce dispositif la méthode du "H variable", sans calculs, ce qui serait un progrès.

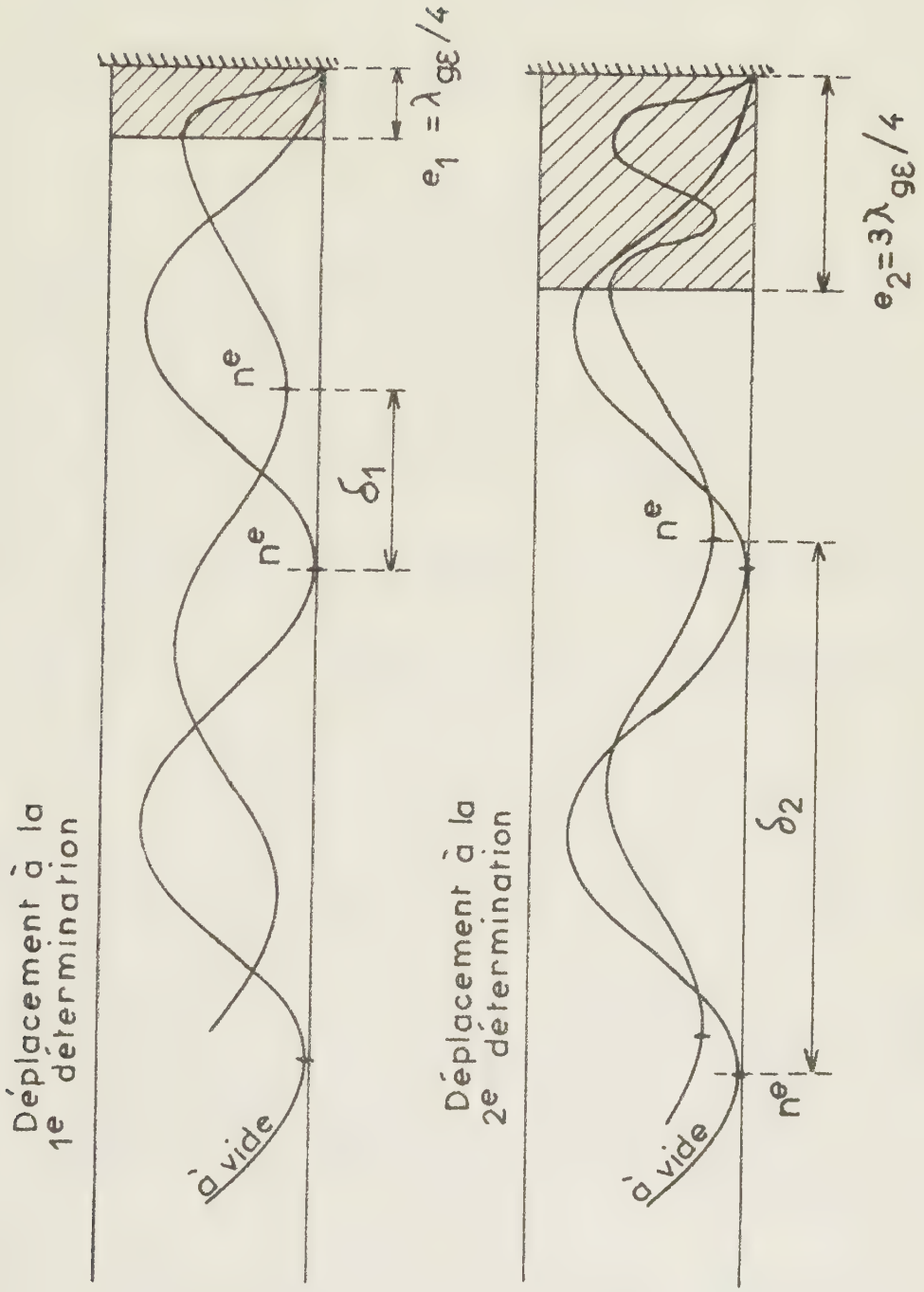

Déplacement à la 1e détermination
à vide
ne
ne
δ1
e1 = λgε/4
Déplacement à la 2e détermination
à vide
ne
ne
δ2
e2=3λgε/4

Fig . 35

7 - AUTRES METHODES DE CORRECTION DES T.O.S. :

On trouve dans la littérature des auteurs, qui, ayant utilisé la méthode du court-circuit, se sont souciés des corrections de pertes dues aux différentes origines (court-circuit, jonctions, parois).

a) Von HIPPEL {13} indique une formule de correction qui se rapproche de la nôtre sans en donner l'origine ni la démonstration :

$$\frac{1}{\theta_r} = \frac{1}{\theta_m} - \frac{d'}{d_e}\left(\frac{1}{\theta_{cc}}\right)$$

dans laquelle, θ_r, θ_m, θ_{cc} sont les T.O.S. réel, mesuré avec échantillon ou mesuré sans échantillon. Les quantités (d') et (d_e) sont les distances de l'échantillon ou du court-circuit au n^e minimum de champ électrique.
Les distances (d') et (d_e) ne diffèrent jamais que de la quantité "d_m" que nous avons définie, c'est-à-dire d'une quantité inférieure à $\lambda_g/2$. Dans l'utilisation de cette formule, θ_{cc} est mesuré une seule fois et c'est le rapport d'/d_e qui fait varier le T.O.S. à vide.
Cette formule tient compte des pertes en ligne (fendue + normale) et ne nécessite pas de faire la mesure des T.O.S. au même niveau de la ligne.

b) POLEY {14} a utilisé la formule de correction suivante pour ses mesures de T.O.S. :

$$\frac{1}{\eta} = \frac{1}{\eta_m} - \frac{1}{\eta_j}$$

dans laquelle : η, η_m, η_j sont les T.O.S. réel, mesuré avec échantillon ou mesuré sans échantillon.
Cette formule est la même que la nôtre ; il n'indique pas comment il l'a mise en application.

c) MONTGOMERY {15} a indiqué à propos des "pertes dans les parois" dans son important chapitre consacré à la méthode de la ligne court-circuitée, que les pertes dans les parois variaient "presque linéairement" en fonction du déplacement de la sonde dans la fente d'un M.O.S., mais il ne donne pas de formule permettant de faire la correction de T.O.S. de façon simple.

Conclusion :

En résumé, nous partons de la formule simplifiée :

$$\frac{1}{\theta_r} = \frac{1}{\theta_m} - \frac{1}{\theta_{cc}}$$

en nous arrangeant pour opérer à distance de sonde, par rapport à la source, constante et "distance électrique" de sonde au

court-circuit également constante (au cours des deux manipulations : à vide et avec échantillon).

En réalité, inévitablement, au cours des mesures de θ la sonde se déplace légèrement par rapport à la position moyenne primitivement assignée ; ce déplacement étant d'ailleurs infime dans la méthode du double minimum.

REFERENCES

{1} LOUDETTE (P.), Cours de Technique des Micro-Ondes, 3ème Cycle, Bordeaux 1960-61.

{2} MONTGOMERY (C.G.),"Technique des mesures en micro-ondes" T. 2, (Chiron, Paris, 1954) p. 663

{3} RAPAPORT (H.) et WIND (M.), "Handbook of microwaves measurements", Vol. 1, p.2.9., Vol. II, p.2.7. (Polytechnic Press, New-York, 1958).

{4} idem à {2}, p. 855

{5} SERVANT (Y.), Thèse 3ème Cycle, Bordeaux 1964

{6} LOUDETTE (P.), J. Phys. Rad.,17 (1956) 46 S. et Ann. Phys., 3 (1958) 980.

{7} BOYOUK ALASTI, Thèse 3ème Cycle, Toulouse, 1967.

{8} idem à {2}, p. 528.

{9} REESS (J.), Thèse 3ème cycle, Pau, 1968.

{10} RAOULT (G.), "Les Ondes centimétriques", p. 90 (Masson, Paris, 1958).

{11} VICQ (G.), Thèse 3ème cycle, Bordeaux, 1967.

{12} DEMAU (C.), C.R. Acad. Sci., 267 (1968) 813.

{13} von HIPPEL (A.R.), "Les diélectriques et leurs applications" (Dunod, Paris, 1961) p. 65.

{14} POLEY (J.P.), Appl. Sci. Res., B.4 (1955) 337.

{15} idem à {2}, p. 667.

DEUXIEME PARTIE

APPAREILLAGE UTILISE

CHAPITRE V

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1 - BANC DE MESURE DE PERMITTIVITES COMPLEXES EN BANDE X :

Je dois dire ici que j'ai pu bénéficier dans le domaine de la technique des hyperfréquences de l'expérience acquise par mes prédécesseurs dans plusieurs domaines, comme on le verra par la suite.

a - Description générale :

Je donne le schéma général du banc de mesure que j'ai utilisé pour mes travaux (fig. 36) ainsi qu'une photo de l'appareillage.

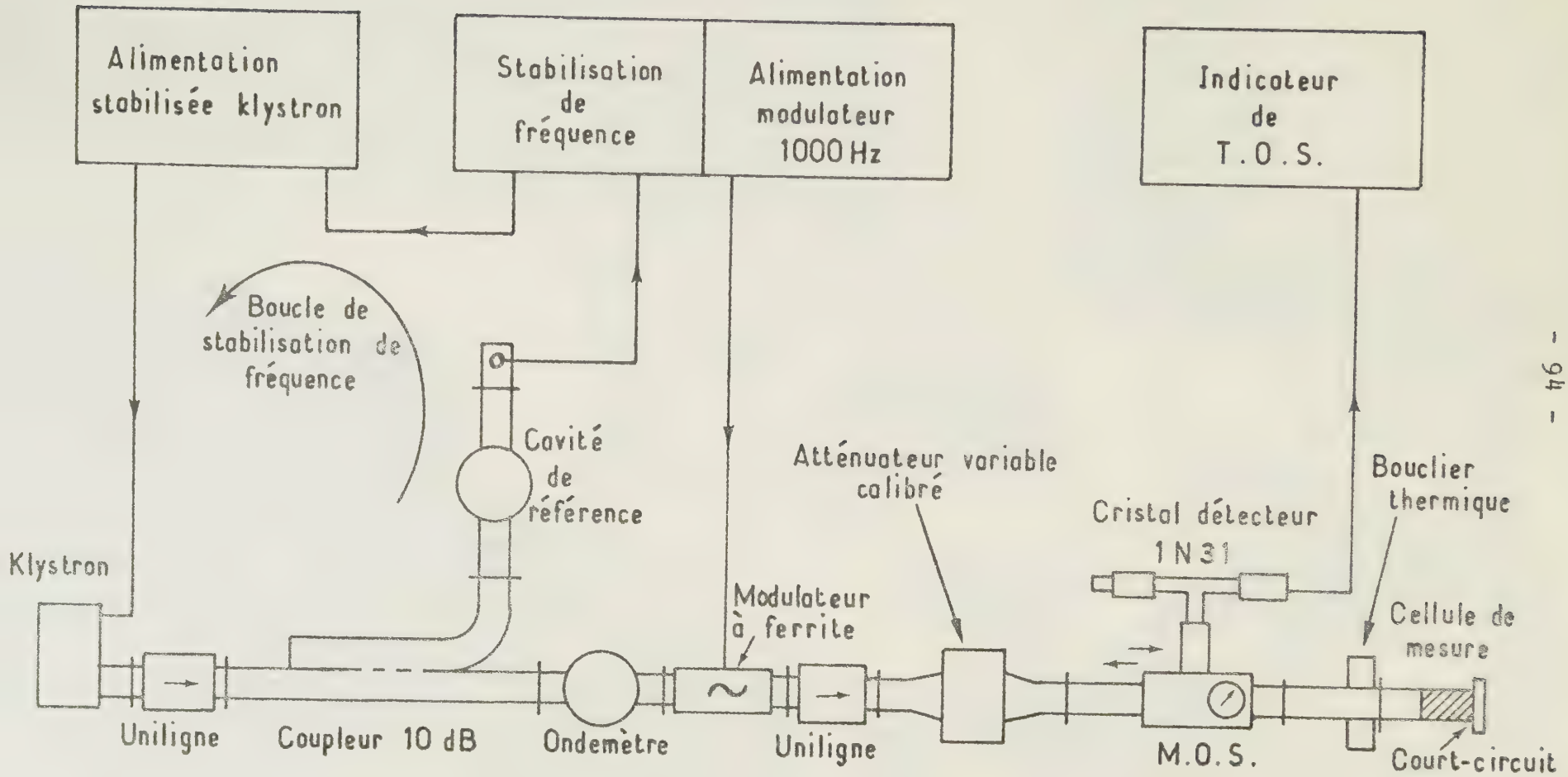
Ce banc de mesure comprend une source hyperfréquence à faible puissance (klystron 2K25) et son alimentation stabilisée (en vue de l'utilisation de la méthode de la ligne court-circuitée "à faible puissance") suivie d'une ligne hyperfréquence constituée par divers composants hyperfréquences (Philips) mis en série ; puis viennent un mesureur d'ondes stationnaires (Philips), un élément de guide et la cellule de mesure.

Une partie de l'énergie incidente est prélevée par un coupleur directif à 10 dB pour exciter une cavité résonnante jouant le rôle de discriminateur pour une stabilisation de fréquence.

Un système détecteur de zéro (tosmètre) est branché à la sortie du cristal du mesureur d'ondes stationnaires.

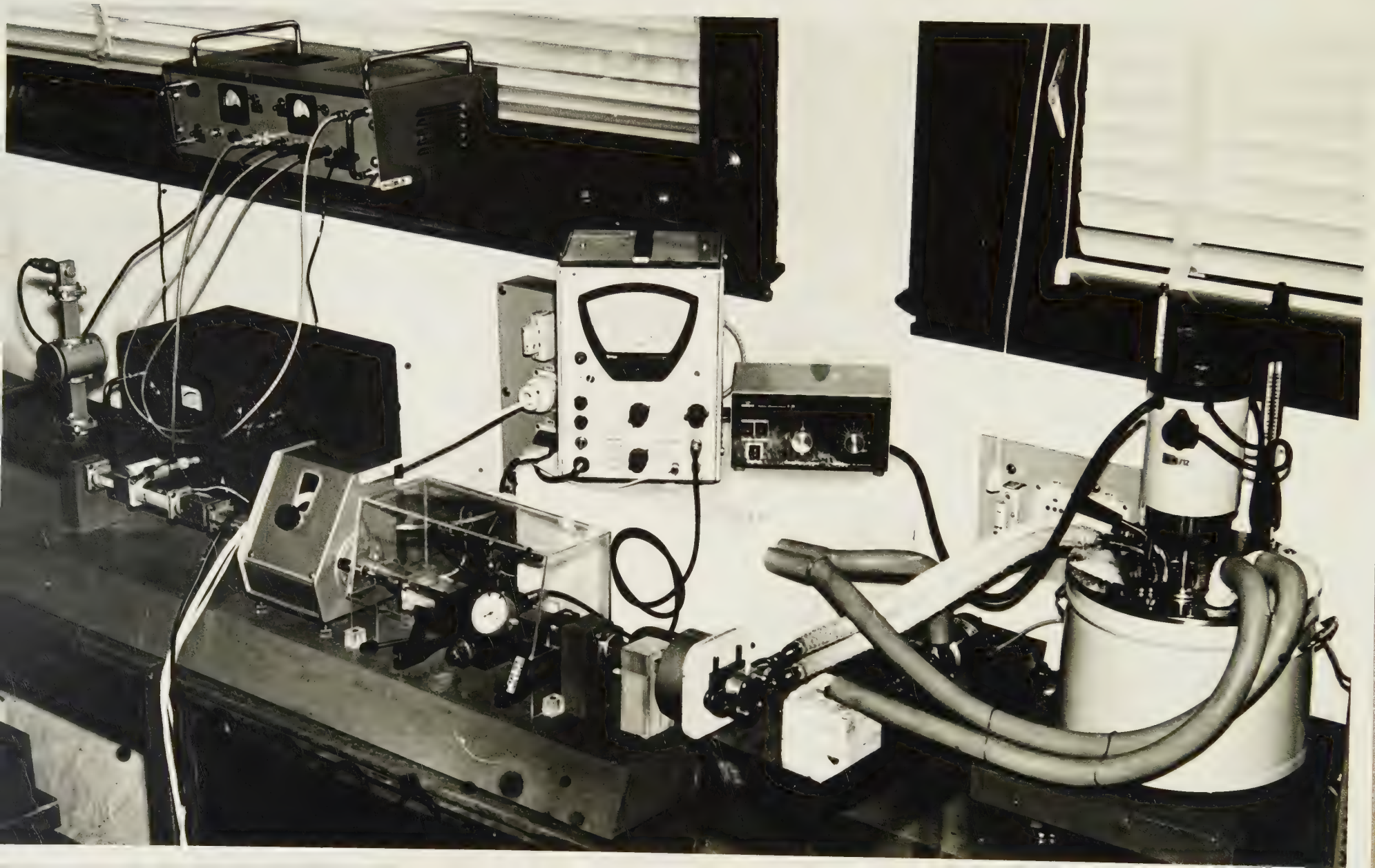
Ainsi, on rencontre de la source à la charge :

1 - un klystron 2K25 et son boîtier support ;
2 - un 1er uniligne à déplacement de champ ;
3 - un coupleur directif à 10 dB avec dans sa branche dérivée :
    - la cavité de référence,
    - un cristal détecteur;
4 - un ondemètre ;
5 - un modulateur à ferrite ;
6 - un 2ème uniligne identique au 1er ;
7 - un atténuateur variable calibré de 50 dB ;
8 - une ligne de mesure type 4385 X Philips ;
9 - un tronçon de ligne (guide droit) ;
10 - un bouclier thermique à circulation d'eau froide ;
11 - la cellule de mesure (à liquides ou à solides).



DISPOSITIF EXPERIMENTAL (bande X)

Fig: 36



b - Stabilisation de fréquence :

J'ai réalisé une stabilisation de fréquence transistorisée, du klystron, afin de pouvoir faire des mesures à fréquence fixe.

Le schéma de câblage m'a été aimablement donné par Monsieur SARDOS, qui venait, à l'époque d'en réaliser une, en collaboration avec Monsieur ROYAUD, pour le montage polarimétrique de sa thèse {1}.

La fréquence de modulation du klystron étant de 220 kHz pour le montage de M. SARDOS, j'ai préféré conserver cette fréquence pour mon montage et le schéma correspondant pour gagner du temps.

Cette stabilisation de fréquence est du même type que celle réalisée par JUNG en 1960 {2}, qui était elle-même un modèle transistorisé d'une stabilisation de spectromètre Varian {3}. Je donne (fig. 37) le schéma de câblage réel de la stabilisation de fréquence que j'ai réalisée au Laboratoire.

Je renvoie aux mémoires spécialisés pour les détails de fonctionnement de ces stabilisations transistorisées {4}, {5} et aux notices techniques pour les détails de fabrication et de réglage.

La stabilité obtenue en fréquence est environ de 10^{-6} (mesure au compteur électronique de fréquence).

$$\Delta N_o / N_o \simeq 10^{-6}$$

On verra au paragraphe suivant que cette stabilité est très supérieure à celle dont j'avais besoin pour mes mesures, mais qu'elle est rendue plus faible par la variation de la température de la cavité de référence.

c - Cavité de référence :

J'ai fait réaliser par l'atelier une cavité résonnante en laiton massif, à fonds rapportés, cylindrique, d'un type particulièrement bien connu (cavité carrée), fonctionnant dans le mode T E_{011} et décrite en détail par MARZAT {6}.

Elle comporte deux iris de couplage symétriques débouchant directement dans les guides rectangulaires. Son principal avantage est de présenter une plage de réglage de fréquence assez large pour un diamètre interne donné. J'ai recalculé entièrement cette cavité pour ma fréquence de résonance de 9455 MHz.

Ses dimensions internes sont :

diamètre : 2 R = 41,80 mm

longueur : l = 41,80 mm

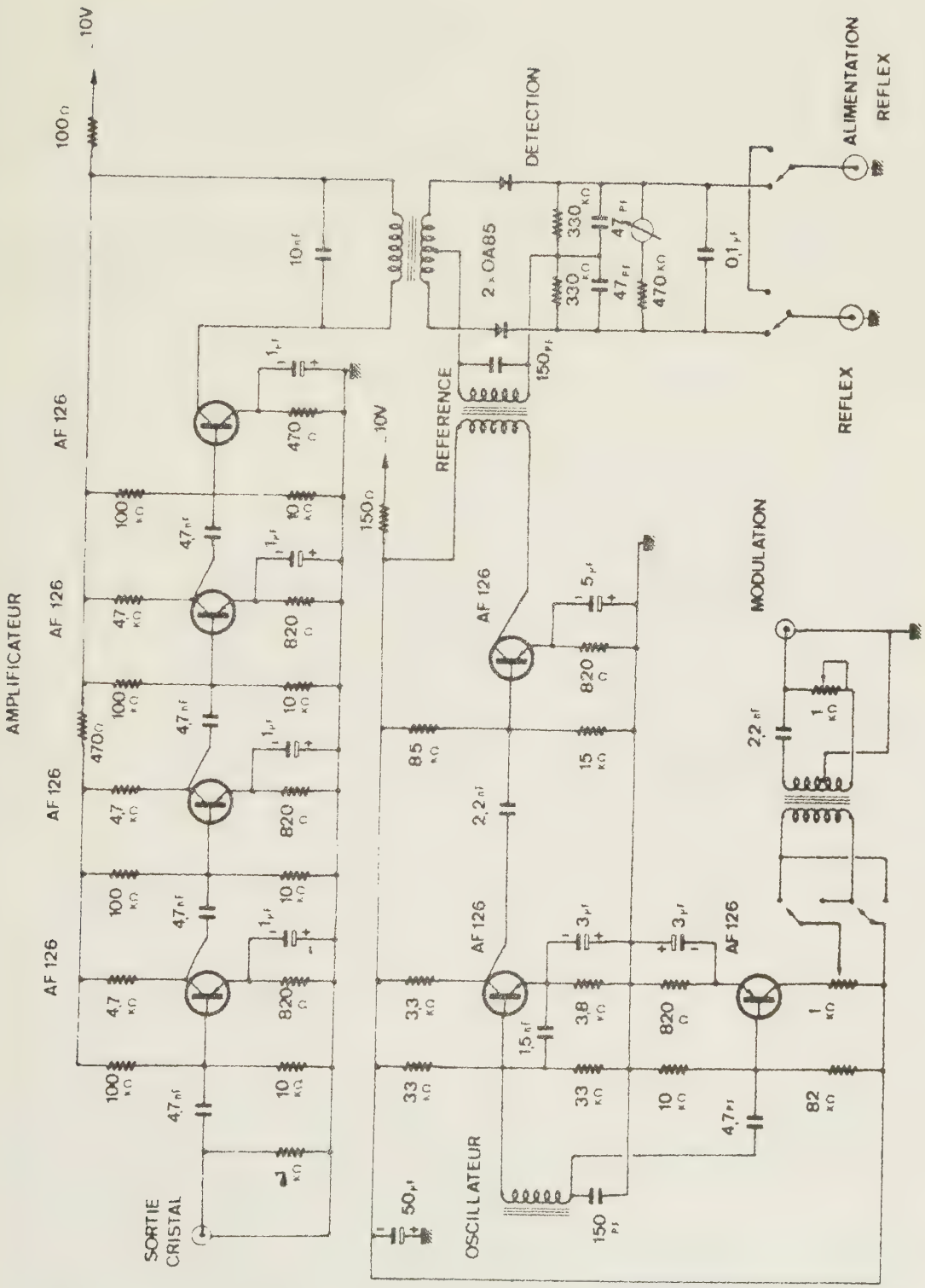

STABILISATION DE FREQUENCE 220 kHz
AMPLIFICATEUR
OSCILLATEUR
SORTIE CRISTAL
AF 126
REFERENCE
DETECTION
2 x OA85
MODULATION
ALIMENTATION
REFLEX
- 10V
100 Ω
150 Ω
470 Ω
85 kΩ
15 kΩ
33 kΩ
3,8 kΩ
82 kΩ
820 Ω
470 kΩ
330 kΩ
150 pF
47 pF
0,1 µF
2,2 nF
1,5 nF
4,7 nF
10 nF
50 µF
150 pF

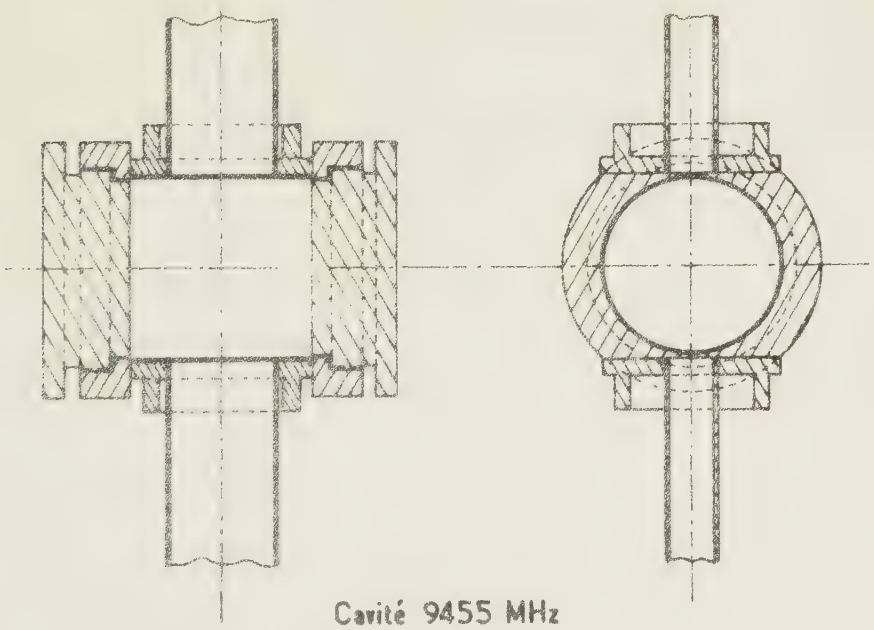
Fig .37

ce qui donne une fréquence théorique de 9453 MHz. Par déplacement des fonds mobiles vissés de la cavité, je réglais la fréquence à sa valeur définitive de 9455 MHz.

La détermination du meilleur iris de couplage a été faite compte-tenu de la charge (guide + cristal détecteur) de la cavité et après réglage de la position de la cavité par rapport au coupleur directif, par la méthode empirique qui consiste à augmenter le diamètre de l'iris de couplage à l'aide de forets à métaux de diamètre variant de 1/10 en 1/10 de mm et à examiner le pic de résonance pour chaque diamètre.

J'ai fait dorer l'intérieur de cette cavité et après réglage définitif de sa fréquence de résonance, une mesure du coefficient de surtension à l'oscilloscope a donné un coefficient de surtension de l'ordre de 6200 (par la méthode de la mesure de la largeur du pic de résonance à mi-hauteur).

J'ai représenté (fig. 38) en coupe, à l'échelle 1/2 la cavité réalisée.



Cavité 9455 MHz

Fig .38

Les entrées et sorties des guides sur la cavité sont obturées par deux lames minces en mousse de polystyrène expansé, dans le but de protéger l'intérieur de la cavité des variations d'humidité ambiante, susceptibles d'avoir des répercussions sur la fréquence propre de résonance.

Je n'ai pas thermostaté cette cavité de référence contre les variations de température ambiante, car les variations de fréquence propre entraînées, n'étaient pas appréciables à l'ondemètre ; par contre, on pouvait les observer au compteur électronique de fréquence.

On a vu, qu'à température constante, la stabilité obtenue était de 10^{-6}.

Or en réalité, il faut prendre en considération la stabilité dans le temps et tenir compte des variations de température de la cavité pilote.

Pour des variations de température ambiante de ± 3° C d'amplitude dans le temps :

$$t = (20 \pm 3)° C$$

les variations de fréquence de résonance correspondantes de la cavité pilote sont de l'ordre de grandeur de ± 250 kHz, soit quand même la stabilité dans le temps :

$$\Delta N_o / N_o = 0,25.10^{-4}$$

La répercussion de ces variations de fréquence (à la limite,mesurables à l'ondemètre : 1/4 de division) sur la longueur d'onde guidée, lors des mesures au M.O.S. de longueur d'onde ou de position d'un minimum de champ électrique, reste loin d'être appréciable. En effet, les plus petits écarts de positions de minimums que l'on puisse mesurer sont de l'ordre de grandeur de ± 0,025 mm (ils dépendent de la précision du vernier et de l'habileté de l'opérateur). A ces écarts correspondent des écarts en fréquence de ± 3 MHz, soit les écarts relatifs :

$$\Delta N_o / N_o = 3.10^{-4}$$

On voit que la stabilité effective, dans le temps, de ma stabilisation de fréquence, voisine de $0,25\ 10^{-4}$, reste encore très supérieure à celle que l'on peut effectivement contrôler au M.O.S.

d - Modulateur à ferrite :

Pour pouvoir utiliser un système détecteur de zéro à amplification basse fréquence tel qu'un tosmètre, il est indispensable de moduler l'onde hertzienne incidente en puissance, soit par une tension en signaux carrés, soit par une tension sinusoïdale à basse fréquence appliquée sur le "réflex" du klystron.

Il devient impossible de moduler l'onde en basse fréquence lorsque l'on a réalisé un asservissement de fréquence du type Varian, l'onde étant déjà modulée à 220 kHz par le réflex.

Il est commode de moduler le faisceau hertzien en basse fréquence (1000 Hz) après la boucle de stabilisation de fréquence, avec des dispositifs du type "Switch" ou du type "Modulateur à ferrite".

M. SARDOS ayant utilisé avec succès un type de modulateur à ferrite (Gyraline) américain, me conseilla d'en utiliser un, afin de pouvoir me servir du tosmètre pour mes mesures de T.O.S. et de zéro et ainsi d'abandonner définitivement le microgalvanomètre.

A l'époque où je réalisais ma stabilisation de fréquence je pus bénéficier du concours de SERVANT (Y.) qui venant d'étudier une alimentation alternative transistorisée de puissance, à 1000 Hz, très stable, pour alimenter une Gyraline du même type, me donna le schéma et me fit gagner un temps certain.

Cette alimentation 1000 Hz a une très grande stabilité (± 0,2 Hz) ; elle débite un courant de 30 mA dans l'enroulement bobiné de la Gyraline. Je renvoie à sa thèse {5} pour tous les détails concernant cette alimentation stabilisée.

2 - CELLULES DE MESURE :

a - Cellule à échantillons solides thermostatée (fig.39)

Réalisation technique :

J'ai fait usiner par l'atelier une cellule en laiton assemblée en deux parties, calibrée intérieurement au 1/100 de mm, aux dimensions du guide standard (22,86 x 10,16 mm). Les faces d'entrée et de sortie de cette cellule sont parfaitement planes et parallèles et point très important, normales à l'axe de propagation principal de la cellule ; elles sont polies très finement au marbre.

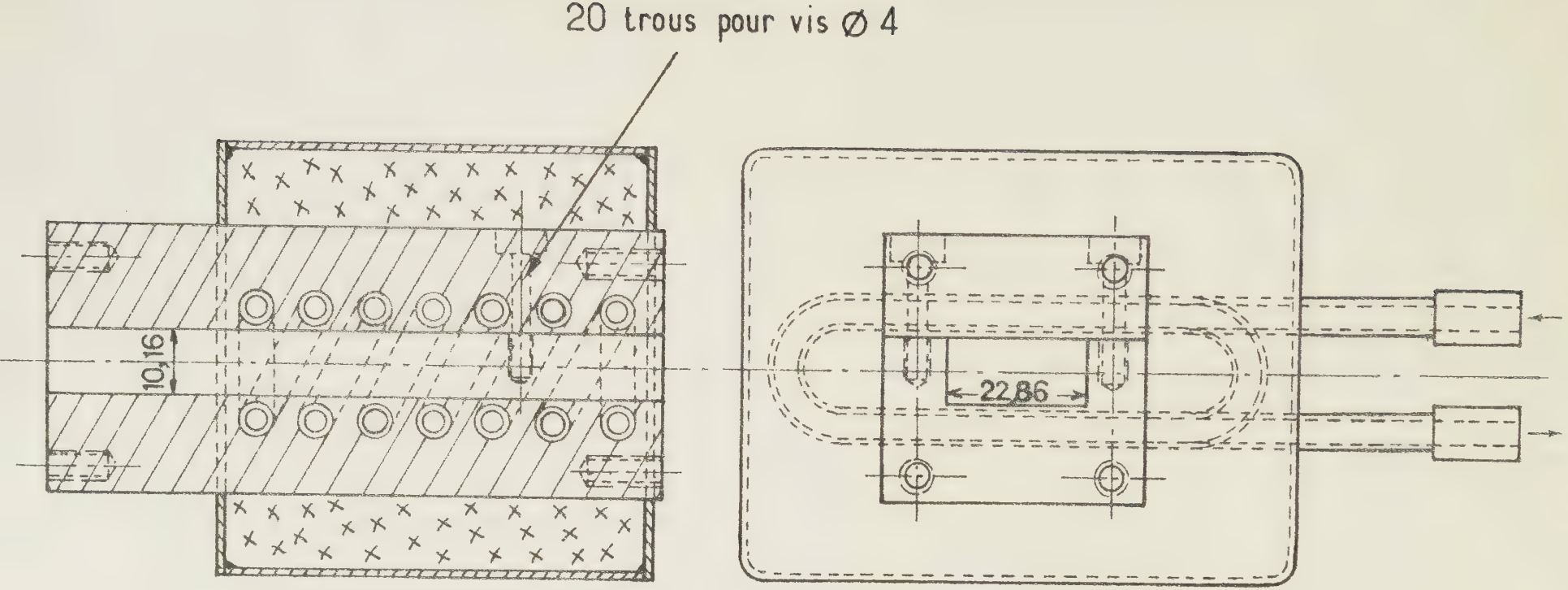
Le corps de la cellule est traversé dans la masse par un serpentin en tube de cuivre (6 x 4 mm) à l'intérieur duquel peut circuler le liquide de "thermostatation". J'ai isolé le serpentin de circulation de l'extérieur par de la laine de verre.

Les parois internes sont restées brutes d'usinage et de polissage ; la fonction de cette cellule étant de recevoir des échantillons très ajustés et longs, le frottement très grand des échantillons aurait détérioré tout traitement de surface (dorure ou argenture).

J'ai fait réaliser un court-circuit spécialement adapté à cette cellule, évidé pour laisser passer le liquide de thermostatation. La face externe de ce court-circuit est argentée massivement, rectifiée dans l'argent et polie finement au marbre.

Capacité :

La longueur totale de la cellule est de 100 mm, thermostatée sur 80 mm, elle peut recevoir des échantillons solides jusqu'à 70 mm environ ; ceci représente une limite mécanique à l'ajustement au 1/100 mm d'un parallélépipède d'un matériau non métallique. On verra que pour tous les diélectriques, cela permet d'aller jusqu'à la 5^{e} détermination et même bien au-delà pour les ε' élevés.



CELLULE DE MESURE A SOLIDES

Fig . 39

Variations thermiques :

Construite en laiton ($\lambda \simeq 2.10^{-5}$) cette cellule ne peut subir de variations thermiques supérieures à ± 10° C sans modification appréciable de sa longueur, c'est la raison pour laquelle elle n'a été construite que pour les mesures à température ambiante (20 ± 3° C) ou à température contrôlée à 20° C.

Contrôle de température :

On note la température dans la cellule et dans le bain thermostaté en fonctionnement, pour un débit fixe du liquide de thermostatation (huile haute température très fluide). Le contrôle de la température dans la cellule court-circuitée est fait une fois pour toutes, en désolidarisant la cellule du reste du montage, en la remplissant d'un liquide (eau ou huile), par immersion d'un thermomètre à mercure au fond de la cellule ne touchant pas les parois. Au bout de quelques minutes, la température se stabilise à la température du bain, au 1/10e de degré près. Je n'ai pas constaté d'écart, à 20° C, entre la température de l'échantillon et celle du bain thermostaté.

Donc pour les mesures à 20° C, contrôle de la température au bain thermostaté.

b - Cellules à échantillons liquides thermostatées :

J'ai fait réaliser quatre cellules de mesure en acier inoxydable et à fenêtre épaisse en silice, adaptables aux quatre abaques à lecture directe. La description détaillée en sera faite au Chapitre VI.

3 - DISPOSITIFS ANNEXES :

a - Tosmètre :

J'ai utilisé pour toutes mes mesures un tosmètre FERISOL transistorisé type AG 201. Je dois signaler ici qu'il s'agit d'un appareil d'une fidélité parfaite et d'une très grande robustesse.

C'est un microvoltmètre amplificateur sélectif fonctionnant à 1000 Hz, qui mesure après amplification et redressement la tension détectée par le cristal de la ligne de mesure.

Cet appareil comporte deux entrées, une à basse impédance (200 Ω) et l'autre à haute impédance (100 k Ω) ; j'ai utilisé la première car la plus voisine de l'impédance dynamique du cristal détecteur.

On dispose de 4 échelles de lecture sur cet appareil, graduées dans l'hypothèse d'une détection quadratique :

1 - échelle linéaire graduée de 0 à 100 divisions ;

2 - échelle graduée en dB de 0 à 10 dB ;

3 - échelle graduée en T.O.S. de (1 à 4) ou de (3,2 à 10) ;

4 - échelle graduée en dB étalés de 0 à 2,5 dB ;
(et en T.O.S. étalés de 1 à 1,30).

Lors des mesures de T.O.S., j'ai toujours utilisé l'échelle des dB étalés et le commutateur d'étalement associé, pour mes mesures de différences de niveaux de puissance.

Deux atténuateurs calibrés, le premier allant de 0 à 60 dB par bonds de 10 dB, le second de 0 à 10 dB par bonds de 2,5 dB, permettent de faire varier la puissance reçue avant amplification. L'indication de l'atténuation globale étant la somme des indications des deux atténuateurs (dB normaux + dB étalés) lors d'une mesure. L'atténuation minimum étant indiquée par la lecture maximum.

La fréquence d'accord de l'amplificateur de l'appareil est réglable très finement autour de 1000 Hz, ce qui permet de l'ajuster sur la fréquence de modulation de l'onde incidente, et ainsi d'obtenir le maximum de déviation du microvoltmètre.

La précision moyenne d'étalonnage et de recoupement des divers atténuateurs de ce tosmètre est faible. Le constructeur donne :

$$(\Delta\alpha)_{dB} = \pm 0{,}15 \text{ dB}.$$

On voit que cela entraîne une incertitude importante sur la mesure des T.O.S. ($\Delta\alpha = 20 \log \theta$), malgré une erreur de lecture très inférieure ($\pm$ 0,05 dB) donc négligeable.

Exemple :

$$\Delta\alpha_m = (35{,}25 \pm 0{,}15) \text{ dB}$$
$$\theta_m = 59 \pm 1$$

b - Bain thermostaté :

J'ai utilisé pour mes mesures à 20° C et pour les variations thermiques un appareil LAUDA type N.H.T. utilisable de - 60° C à + 300° C.

Il comporte un système électronique de régulation de température par thermomètre à contact au 1/10e de degré, relais et résistances chauffantes. La puissance de chauffe est réglable de 200 à 2000 watts.

Une pompe à palette permet de faire circuler le fluide thermostaté à raison de 600 litres à l'heure sous une pression

de refoulement de "cinq mètres de colonne d'eau" ; la capacité du bain est de 7 litres (huile haute température). Le débit de la pompe est réglable par une vanne placée à la sortie du bain. Deux tuyaux métalliques flexibles isolés par une gaine d'amiante permettent de relier le bain à la cellule utilisée (voir photographie d'ensemble) par des joints vissants.

Un serpentin en tube de cuivre, indépendant du bain, plonge au fond du calorimètre et permet ainsi de réaliser la "source froide" pour les régulations de température en dessous de 40° C.

On sait, en effet, qu'il est impossible de réguler la température d'un système qui s'échauffe (huile brassée) si l'on ne dispose pas de deux sources de chaleur : une froide et une chaude. Au-dessus de 40° C, on peut se passer de source froide, le milieu extérieur ambiant jouant ce rôle. Au-dessous de 40° C, l'échauffement du fluide au passage dans la pompe et dans les différentes canalisations n'est plus négligeable (le bain étant très bien calorifugé) et on ne peut plus réguler sans source froide. J'ai donc utilisé pour la régulation de mes températures une source froide auxiliaire ainsi que le préconisait le constructeur.

Remarque : Certains bains thermostatés ont des points d'emballement thermique plus bas (30° C) mais aucun ne permettent de réguler à la température ambiante sans source froide.

c - Réalisation d'une source froide :

J'ai fait réaliser par l'atelier le dispositif indiqué fig. 40, à l'aide d'un groupe hermétique de réfrigération (à compression) du commerce (150 litres).

L'évaporateur de ce groupe m'a servi de circuit primaire pour un échangeur thermique (isolé sous mousse de polystyrène expansé) à bain d'huile de vaseline.

Le circuit secondaire est constitué par un serpentin en tube de cuivre (6 mètres) et relié au "serpentin froid" du bain thermostaté, par l'intermédiaire de tuyaux perbunan calorifugés souples, d'une pompe centrifuge et d'un vase d'expansion. Un mélange d'eau et de glycol (à 40 % de glycol) circule dans le secondaire.

A l'aide de ce dispositif, j'ai pu réguler entre 40° C et 10° C sans difficultés à l'aide du bain thermostaté (au bout d'une heure de fonctionnement environ pour 10° C).

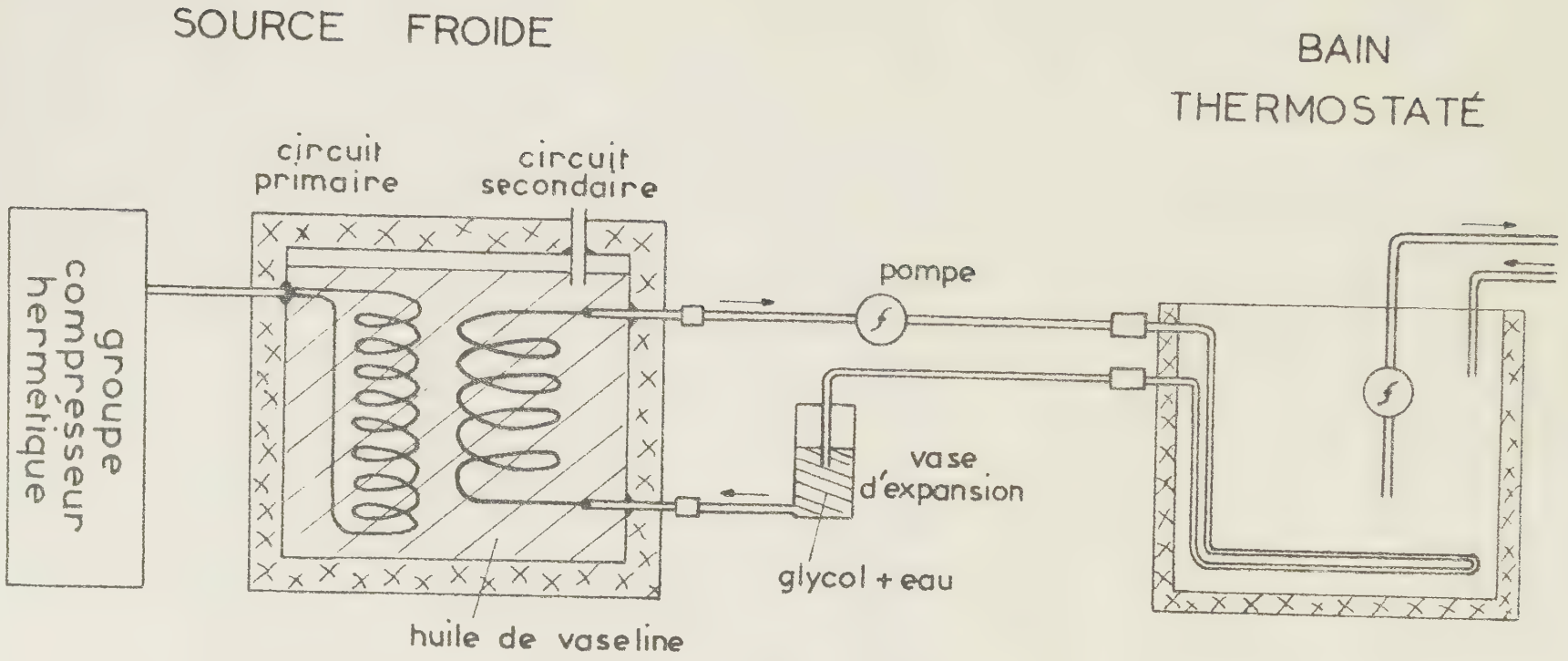


Schéma de fonctionnement de la source froide

Fig. 40

On verra (Chap. VII "Conduite des mesures") que l'on a pu réaliser des mesures jusqu'à - 12° C avec cette source froide.

Un thermostat placé sur le circuit primaire de froid limitait la production de froid dans l'échangeur, lorsque je ne faisais pas de mesure et me permettait en laissant le système en marche en permanence de pouvoir disposer instantanément de la source froide.

d - Bouclier thermique :

Afin d'éviter toute propagation de la chaleur ou du froid vers le montage (ligne de mesure) donc toute dilatation des guides du montage, j'ai réalisé un double système d'arrêt thermique (fig. 41) d'un type déjà utilisé dans les expériences de variations thermiques par BRYDON {7}.

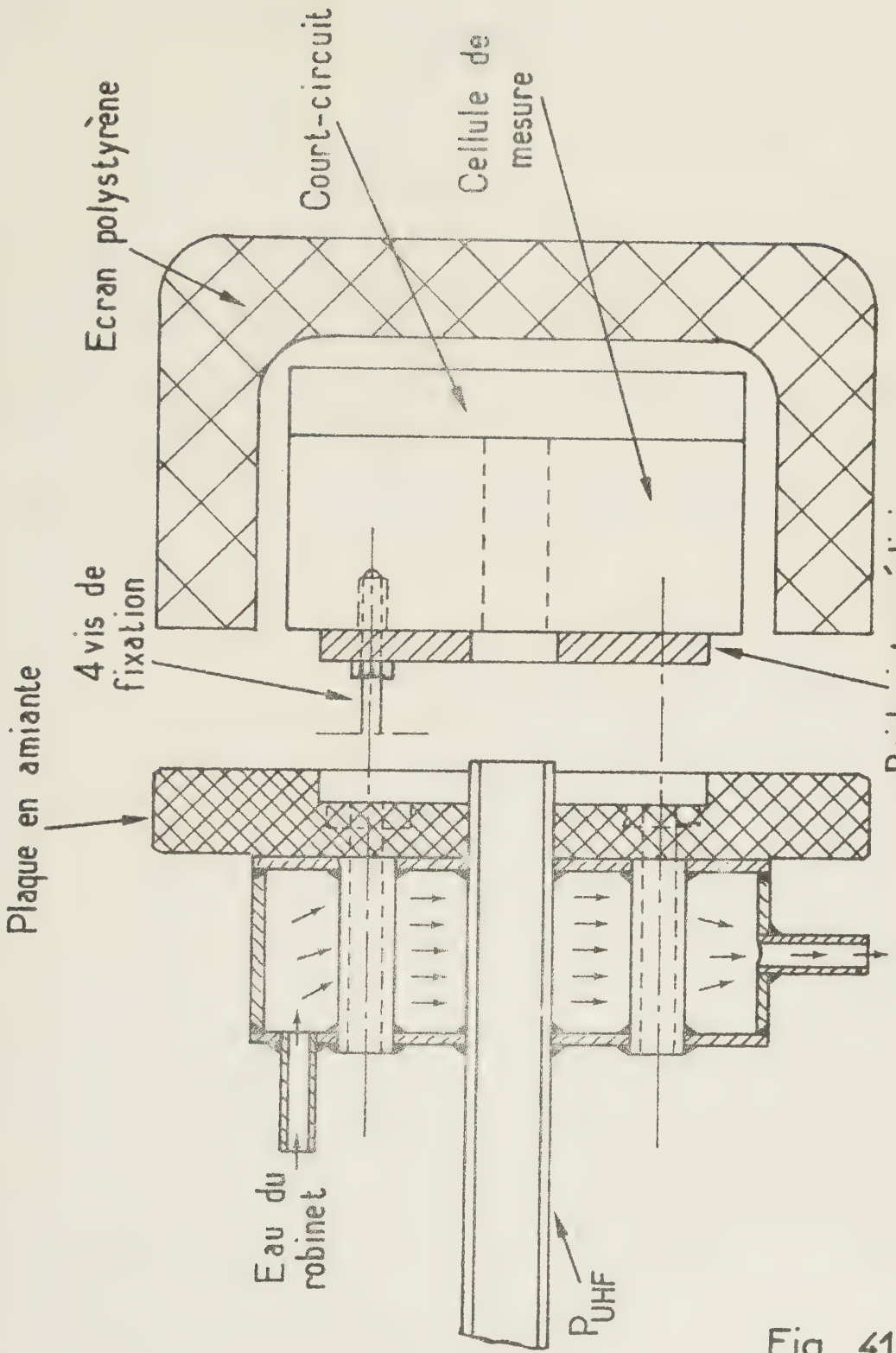
Il est constitué par un boîtier étanche à circulation d'eau du robinet, soudé sur le guide supportant les cellules et par une plaque d'amiante de 10 mm d'épaisseur, placée entre la cellule et le boîtier d'eau.

Lors des variations thermiques des cellules à liquides, la longueur de guide d'onde soumise à dilatation, dans le gradient de température créé entre le boîtier froid et la cellule, est de 11 mm. Le calcul de la dilatation de cette longueur de guide montre qu'elle est négligeable (inférieure à 1/100 mm). Cette distance de 11 mm n'est pas une limite et pourrait encore être réduite de moitié pour des variations thermiques d'amplitudes plus grandes que celles que j'ai envisagées (de -10° C à + 150° C).

e - Centrage des cellules de mesure :

Pour l'alignement des cellules de mesure sur le bouclier thermique, j'ai utilisé le système constitué par une bride intermédiaire de centrage fixée sur la cellule (à solide ou à liquide) et "précentrée" sur elle-même (fig. 41). Ainsi lors des opérations de démontage et de remontage des cellules, le guide et la cellule restent parfaitement alignés et présentent ainsi toujours le même coefficient de réflexion.

Ce type de couplage guide-guide est particulièrement recommandé lorsque l'on veut réduire les réflexions sur la jonction {8}. Cependant, il est délicat à réaliser : il faut que le bout du guide du bouclier thermique soit parfaitement équarri et poli pour assurer un bon contact électrique ; le serrage des vis de fixation doit être fait régulièrement et très légèrement,



BOUCLIER THERMIQUE

Fig . 41

(car la surface portante guide-cellule est faible) pour ne pas détériorer les surfaces en regard. Il est donc nécessaire d'avoir beaucoup de pratique pour pouvoir utiliser ce type de jonction.

REFERENCES

{1} SARDOS (R.), Thèse Doct. Sci., Bordeaux 1965 p. 73
{2} JUNG (P.), J. Of Scient. Instr., 37 (1960) 372.
{3} VARIAN Associates data sheet for E.P.R., Spectrometer V.4500
{4} TERRET (C.), Thèse 3ème Cycle, Bordeaux 1964.
{5} SERVANT (Y.), Thèse Doct. Sci., Bordeaux 1968 p. 73
{6} MARZAT (C.) Thèse 3ème Cycle, Bordeaux 1962, p. 34
{7} BRYDON (G.M.) and HEPPLESTONE (D.J.), Proc. I.E.E., 112 (1965) 421.
{8} RAGAN (G.L.) "Microwave transmission circuits" p. 193 (Mc Graw Hill, New-York, 1948).

CHAPITRE VI

CELLULES DE MESURE A LIQUIDES

1 - GENERALITES :

On trouve dans la littérature un grand nombre de dispositifs de mesure des permittivités complexes des liquides aux hyperfréquences par la méthode du court-circuit : {1} à {9}.

Tous ces dispositifs présentent une des caractéristiques - ou plusieurs à la fois - suivantes :

1 - lame de diélectrique à épaisseur "constante"
2 - lame de diélectrique à épaisseur "variable"
3 - lame de diélectrique à épaisseur "infinie" (ou adaptée)

} avec ou sans "fenêtre" (mica, gaflon, verre)

Certains dispositifs sont en alliages spéciaux {10} et se prêtent aux variations thermiques.

Beaucoup d'utilisateurs trouvant la méthode du "H variable" très pratique, n'ont pas voulu réduire leur champ de recherche en fréquence (dans les bandes hyperfréquences utilisées) en la fixant, donc en pouvant quantifier l'épaisseur. Depuis la sortie de nos abaques, certains laboratoires se sont équipés de dispositifs à épaisseurs constantes {11} pour l'utilisation des abaques.

Enfin, il faut remarquer que les dispositifs à épaisseurs variables ou à épaisseurs infinies sont difficiles à bien thermostater.

Travail réalisé :

Ayant tracé le système de quatre abaques à lecture directe, couvrant des gammes précises de permittivités complexes, j'ai réalisé quatre cellules de mesure à liquides d'un type nouveau {12}, monoblocs, en alliage spécial, adaptables aux abaques (e = 5,50, 3, 2, 1 mm).

Ces cellules m'ont permis de faire très rapidement de nombreuses mesures en température contrôlée (20° C) et d'étudier les variations thermiques des permittivités complexes de quelques liquides et mélanges binaires.

2 - PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT :

On a vu (Chap. II, 1e Partie) que la mesure de l'impédance réflective globale de deux lames de diélectriques, d'épaisseurs e_1 et e_2 court-circuitées, pouvait être ramenée à la mesure de l'impédance réflective de la lame e_1 seulement, moyennant certaines conditions de phase et d'atténuation pour la lame 2 :

$$\alpha_{2g} = 0$$
$$e_2 = \lambda_{2g}/2$$

Donc, à condition de trouver un diélectrique non absorbant ($\varepsilon''_2 \simeq 0$) entraînant $\alpha_{2g} = 0$, et de savoir calculer $e_2 = \lambda_{2g}/2$ (donc de savoir mesurer ε'_2 avec grande précision) on peut réaliser une"fenêtre transparente" n'intervenant plus lors des mesures de phase et d'atténuation de la lame de diélectrique inconnu 1.

Pour des variations thermiques, il faudra de plus que ε_2 soit invariable avec la température.

3 - REALISATION TECHNIQUE :

J'ai fait réaliser dans un premier temps, par l'atelier, des cellules en laiton en deux parties, pour des mesures à température ambiante, avec des fenêtres en P.T.F.E. (Gaflon). Mais ce produit présentant un point de dilatation à 20° C mal défini, je l'ai rapidement abandonné, malgré l'intérêt que présentait la parfaite connaissance de sa permittivité complexe. Enfin, la difficulté de taillage des lames était grande à cause de la faible résistance mécanique de ce matériau. Les lames "demi-onde" guidées avaient d'ailleurs une épaisseur importante qui pouvait être gênante par la suite (e_2 = 12,66 mm).

Après ce premier essai (qui m'avait déjà permis de faire des mesures grossières sur l'eau) j'envisageais un autre matériau pour la fabrication des fenêtres : la silice fondue. Je faisais donc réaliser des cellules en laiton, en deux parties encore, avec des fenêtres demi-onde en silice. Je mettais en plus, cette fois-ci, une circulation de liquide thermostaté, dans des tuyaux en cuivre, serpentant dans la masse de la cellule, envisageant des variations thermiques.

Au cours des variations thermiques, je me heurtais alors au phénomène de dilatation anisotrope des alliages et

je dus abandonner toute variation thermique, pour ne faire avec ces cellules que des mesures à température ambiante contrôlée.

Après ces deux premiers essais, qui m'avaient permis déjà de faire quelques mesures de recoupement et de vérifier ainsi que le principe de fonctionnement de ces cellules était exact, j'envisageais la fabrication de cellules monoblocs en acier inoxydable et "indilatable".

Je me suis alors essentiellement soucié d'éviter toute dilatation des cellules dans une gamme de température importante :

1° - en réalisant des cellules monoblocs de faible épaisseur totale ;
2° - en choisissant un alliage à très faible coefficient de dilatation ;
3° - en utilisant une fenêtre en silice fondue pour les trois raisons suivantes :

a) elle est pratiquement indilatable ($\lambda = 5{,}4.10^{-7}/°C$)
b) elle est transparente aux ondes hertziennes ($\varepsilon'' \simeq 0$)
c) elle a une constante diélectrique ε' invariable avec la température.

a - Epaisseur minimum des cellules :

J'ai dû faire circuler un serpentin en tube de cuivre (6 x 4 mm) dans la masse de la cellule pour les variations thermiques ; mettre en place deux conduits d'arrivée du liquide à étudier ; prévoir quatre trous de vissage de la cellule au bouclier thermique et au court-circuit. L'épaisseur limite a été déterminée par ces trois impératifs et trouvée égale à 26 mm.

b - Alliage utilisé :

Envisageant une gamme de variation de la température de 0 à 200° C, j'ai choisi un alliage présentant une caractéristique de dilatation $\Delta\ell/\ell = f(t)$ linéaire entre 0 et 350° C (fig. 42).

Il s'agit d'un alliage binaire Fe - Ni à 42 % de nickel (N 42), c'est un acier inoxydable.

Le coefficient moyen de dilatation de cet alliage entre 0 et 300° C vaut :

$$\lambda_{N42} = 46.10^{-7}/°\,C$$

on voit qu'il est environ quatre fois plus petit que celui du laiton à 20° C :

$$\lambda_{laiton} = 1{,}9.10^{-5}/°\,C$$

Remarque : J'ai préféré utiliser cet alliage à l'INVAR, réservé aux températures inférieures à 0° C, à cause de son prix de revient plus bas et surtout des délais de fabrication plus courts.

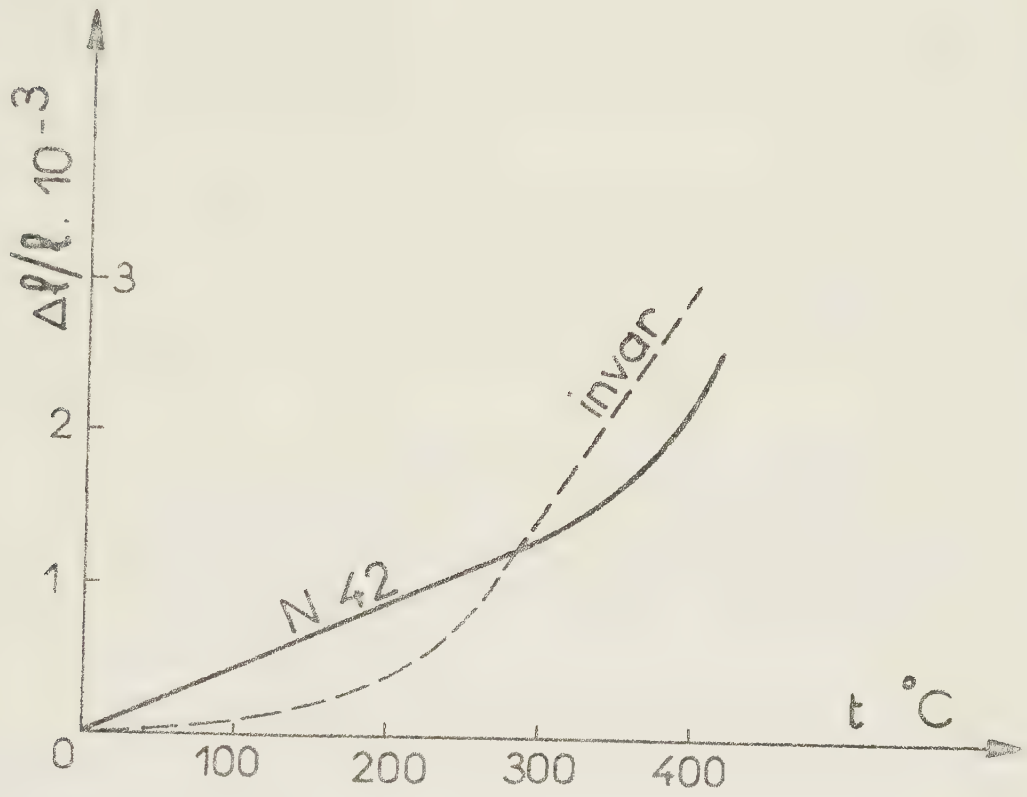


Fig . 42

c - Usinage du guide d'onde dans la masse :

Etant donné la grande dureté de cet alliage et les petites dimensions du trou rectangulaire à réaliser, l'usinage n'a pu être fait à l'atelier ; je l'ai fait exécuter par un atelier spécialisé dans l'usinage par électroérosion (procédé d'usure métallique par étincelles). Ces trous ont été réalisés avec une précision du 1/100 de mm aux dimensions 22,86 x 10,16 mm.

Remarque : L'usinage des pièces monoblocs est très important lorsque l'on veut réaliser des variations thermiques ; en effet, le coefficient de dilatation d'un alliage est une grandeur physique à caractère anisotrope et

le fait d'assembler deux morceaux de métal taillés dans des directions différentes est une erreur ; pour qu'une pièce métallique (assemblage de plusieurs morceaux) présente un coefficient de dilatation unique dans une direction donnée, il faut repérer "le sens du métal" avant l'usinage des différentes pièces, opération très délicate. Ceci explique en particulier l'échec initial sur les cellules en laiton assemblées en deux parties (un U et un I) taillées dans des morceaux de laiton différents : une partie se dilatait plus que l'autre, lors des variations thermiques et les plans n'étaient plus respectés.

d - Serpentin d'échauffement ou de refroidissement :

Il a été réalisé en tubes de cuivre soudés, coudés, après perçage des blocs d'acier parallèlement au grand côté du guide, sans déformation des parois internes (voir fig. 45). Le plus grand diamètre possible de ces tubes a été trouvé égal à 6 mm extérieurement.

e - Conduits d'arrivée du liquide à étudier :

Deux arrivées symétriques "en chicane" débouchent à l'intérieur des petits côtés du guide, dans l'angle supérieur (diamètre des orifices = 0,8 mm). Il était nécessaire de faire deux trous, un pour l'arrivée du liquide, l'autre pour le départ de l'air (voir fig. 45).

J'avais vérifié sur des cellules en laiton des premières expériences que la différence d'impédance créée par de tels orifices n'était pas appréciable (même T.O.S. et même d_m avec ou sans les trous).

f - Argenture des cellules :

Après avoir fait exécuter toutes les opérations mécaniques de fraisage et de perçage, j'ai fait argenter sur couche primaire de cuivre de 1 micron, les parois internes et les faces de raccordement des cellules, par dépôt électrolytique industriel (de 1/100 mm à l'intérieur du guide et de 5/100 sur les faces). En effet, la conductivité de cet alliage à 20° C n'étant que de :

$$\gamma = 1{,}6.10^{6} \ \Omega^{-1} \ m^{-1}$$

il aurait été préjudiciable d'utiliser l'alliage non argenté (pour l'argent :

$$\gamma = 62.10^{6} \ \Omega^{-1} \ m^{-1} \quad)$$

g - Taille et mise en place des lames 1/2 onde :

J'ai tout d'abord étudié la permittivité complexe de la silice fondue (qualité PURSIL 453 de Quartz et Silice, à 99,99 % de $Si\,O_2$) aux deux premières déterminations sur des lames "ébauches" que j'ai ajustées aux dimensions requises.

J'ai trouvé les résultats suivants concernant ε' :

1e détermination : $\varepsilon'_1 = 3,79 \pm 0,02$ $\quad (e_1 = 4,50$ mm)

2e détermination : $\varepsilon'_2 = 3,800 \pm 0,005$ $\quad (e_2 = 13,11$ mm).

Pour ε'', ces deux mesures donnaient des T.O.S. à vide et en charge identiques, donc ε'' n'était pas mesurable par cette méthode aux deux premières déterminations. Il aurait fallu faire une mesure à la 10e détermination au moins pour pouvoir apprécier ε'', ce qui est impossible à réaliser mécaniquement sur de la silice fondue.

Me référant aux tables de constantes de von HIPPEL {13}, je constatais alors que la valeur de ε' trouvée correspondait à celle d'une silice très pure (915 C) et qui de plus était donnée avec la variation thermique de 20° C à 400° C. Je donne (fig. 43) une reproduction de cette variation de la permittivité de cette silice.

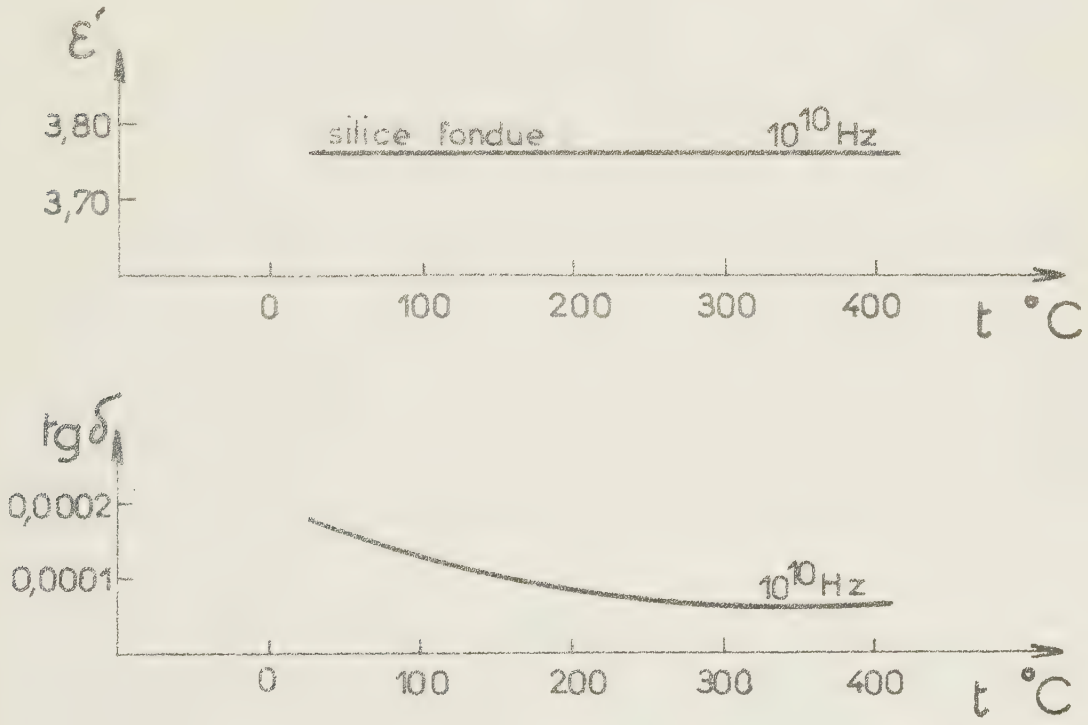


Fig . 43

La valeur correspondante de ε'' était : $\varepsilon'' = 0{,}0006$.

J'adoptais cette valeur de ε' pour le calcul de λ_{g_ε} pour trouver l'épaisseur de la fenêtre (d'après la relation vue Chap. III - 1e Partie)

$$\lambda_{g_\varepsilon} /2 = (8{,}710 \pm 0{,}005) \text{ mm.}$$

Connaissant parfaitement la permittivité complexe de la silice, j'ai pu commander des "lames ébauches" à la maison QUARTZ et SILICE, aux dimensions approximatives définitives et je les ajustais aux cotes réelles :

$$22{,}86 \times 10{,}16 \times 8{,}71 \text{ mm.}$$

Il était indispensable que les deux dernières cotes soient ajustées à ± 0,005 mm, c'est la raison pour laquelle la polisseuse métallographique m'a été d'un grand secours dans ce travail.

J'ai pu vérifier, sur une lame demi-onde coulissant parfaitement dans ma cellule à solides, que le déphasage mesuré était très exactement le déphasage calculé et ceci quelle que soit la position de la lame devant le court-circuit.

Pour la mise en place définitive des fenêtres dans les cellules, il fallait environ 0,005 mm de jeu sur la cote 10,16 et 0,05 sur la cote 22,86 mm, beaucoup moins ajustée. J'ai dû retoucher l'argenture interne dans presque tous les cas, le dépôt électrolytique d'argent formant un bourrelet à l'entrée de la cellule.

Le scellement a été réalisé avec de la colle "araldite" (colorée dans le but de voir la répartition de la pellicule de colle). Il réalisait en même temps l'étanchéité de la lame de liquide.

J'ai procédé comme il est indiqué fig. 44 pour le scellement et le réglage des épaisseurs des échantillons liquides (e = 5,50, 3,00, 2,00, 1,00 mm) c'est-à-dire avec des cales métalliques étalons. Le serrage de l'ensemble (cellule + fenêtre + cale) pendant la prise du collage assurait à la fois le respect du parallélisme de la fenêtre aux faces et le réglage de l'épaisseur.

h - Contrôle de la profondeur des cuves :

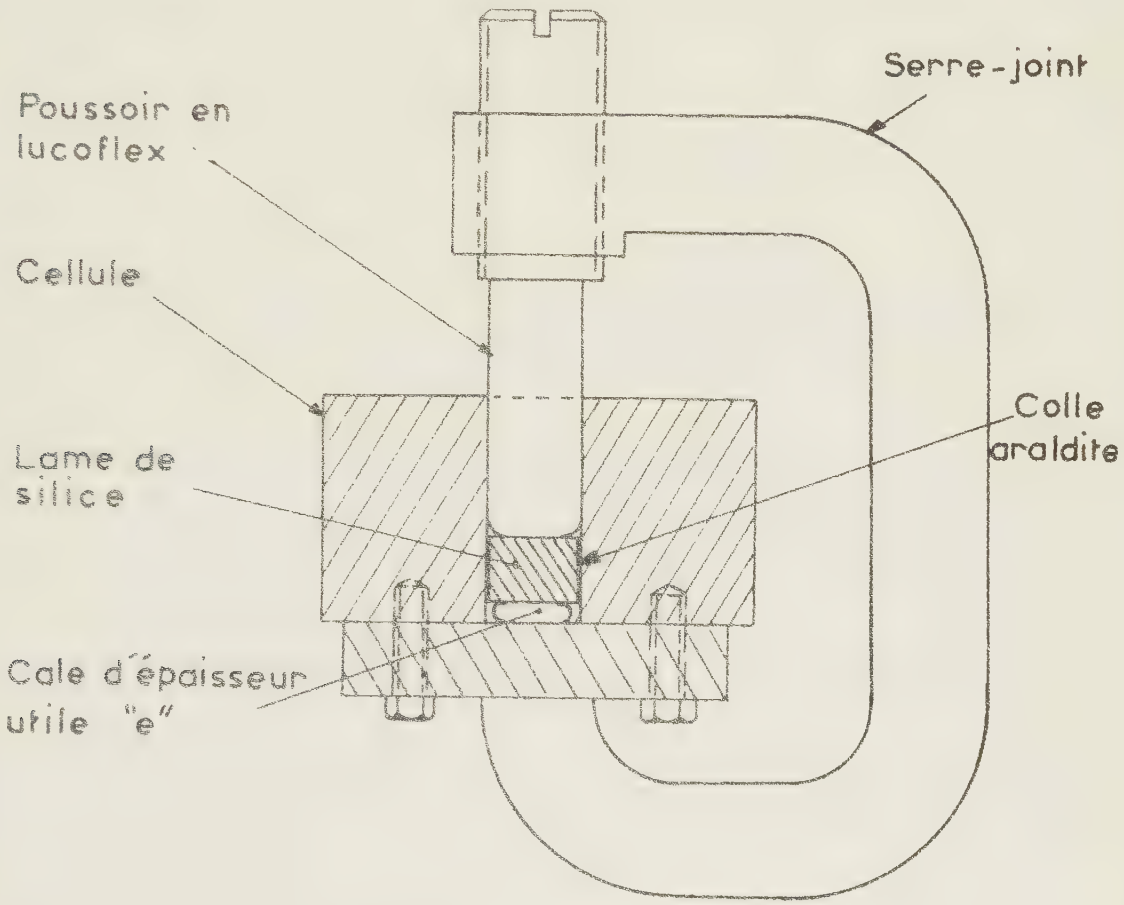
Après la prise de la colle, un "pied de profondeur" à comparateur mécanique au 1/1000 mm me permettait de vérifier la profondeur réelle des cuves et leur parallélisme.

Deux défauts se présentaient en général malgré toutes les précautions prises :

1 - Cuves trop profondes : j'usais alors à la polisseuse métallographique l'excédent d'argent et je polissais au marbre.

2 - Cuves pas assez profondes : j'avais recours à l'électrolyse, puis j'usais l'excédent.

J'arrivais ainsi à régler la profondeur de mes cuves au 1/1000 mm.



Collage de la lame demi-onde
et réglage { de l'épaisseur utile
du parallélisme d'ensemble

Fig . 44

i - Court-circuit thermostaté :

J'ai fait réaliser un court-circuit creux à fond rapporté, soudé, en bronze. Deux tuyaux d'arrivée et de départ du liquide de chauffage se branchent en parallèle sur les tuyaux d'arrivée et de départ de la cellule par des tubes en perbunan.

Il comporte un joint torique haute température qui assure l'étanchéité de la lame de liquide étudiée.

Il est percé à sa partie supérieure d'un trou de 6 mm de diamètre, permettant le passage d'un thermomètre de précision (- 10°, + 200° C) pour le contrôle de la température. Le réservoir de mercure du thermomètre se trouve alors à 2 mm environ de l'échantillon.

J'ai vérifié la parfaite planéité de ce court-circuit au cours d'une variation thermique et je l'ai fait argenter massivement et polir au marbre (sur papier abrasif très fin).

j - Schéma d'une cellule de mesure :

Je donne (fig. 45) le schéma à l'échelle 3/2 d'une cellule à liquide (e = 2 mm) ainsi qu'une reproduction photographique de l'ensemble des quatre cellules.

4 - CONTROLE DE LA TEMPERATURE DE L'ECHANTILLON :

J'ai préféré pour des raisons de simplicité (manipulation de la cellule) utiliser un thermomètre de précision étalonné à un thermocouple.

J'ai procédé, comme il est indiqué fig. 46, avec deux thermomètres de précision identiques pour le contrôle de la température.

Je désolidarisais la cellule du montage et je provoquais sur la lame d'huile une variation thermique (de - 10° C à + 200° C en deux fois), en laissant l'écran en amiante sur la cellule.

Le thermomètre 1 indiquait la température dans le court-circuit (qui était celle du bain jusqu'à 30° C rigoureusement) au niveau de l'échantillon.

Le thermomètre 2 indiquait la température au-dessus de la lame de silice dans un bain d'huile, sans toucher les parois.

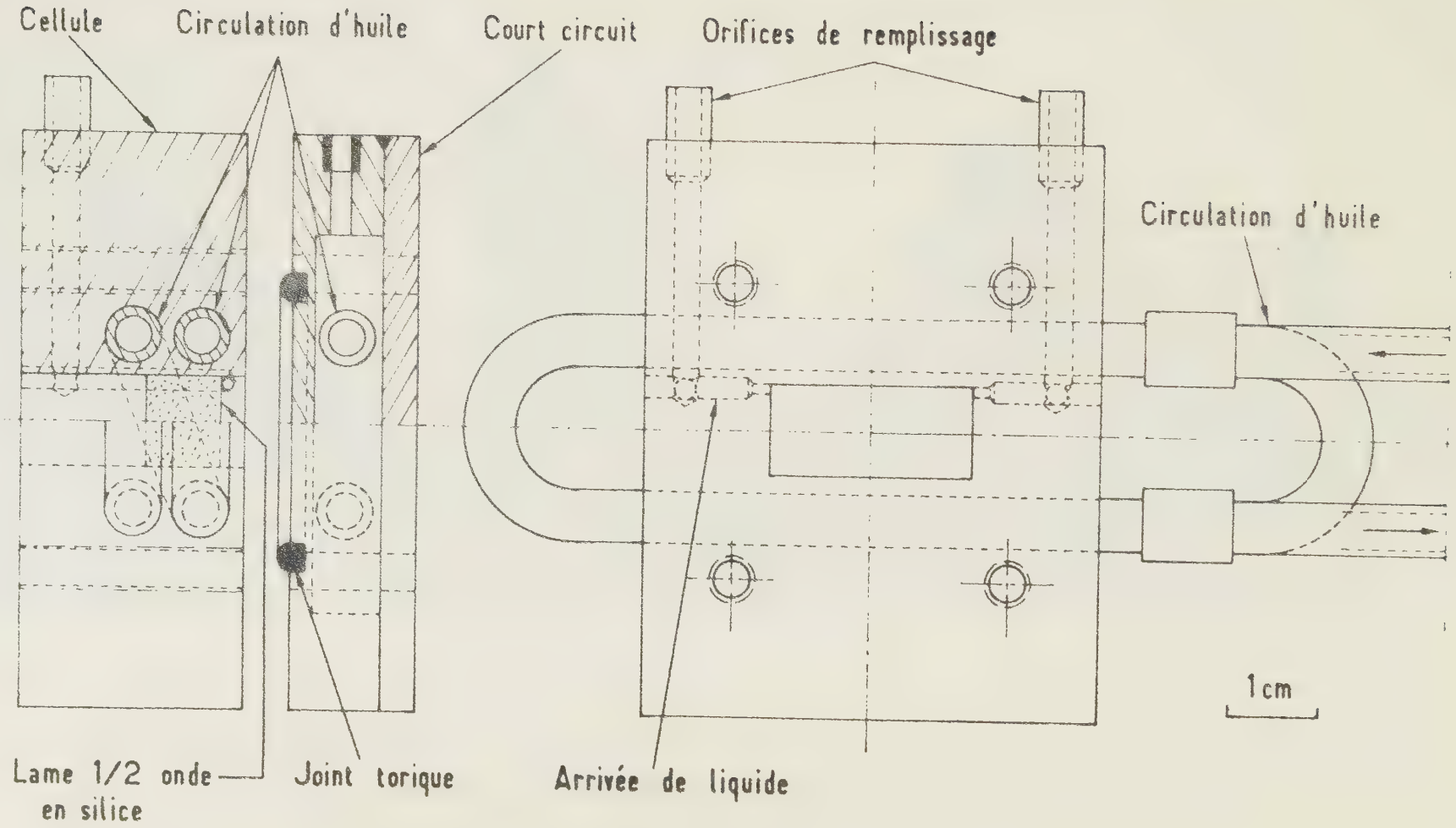
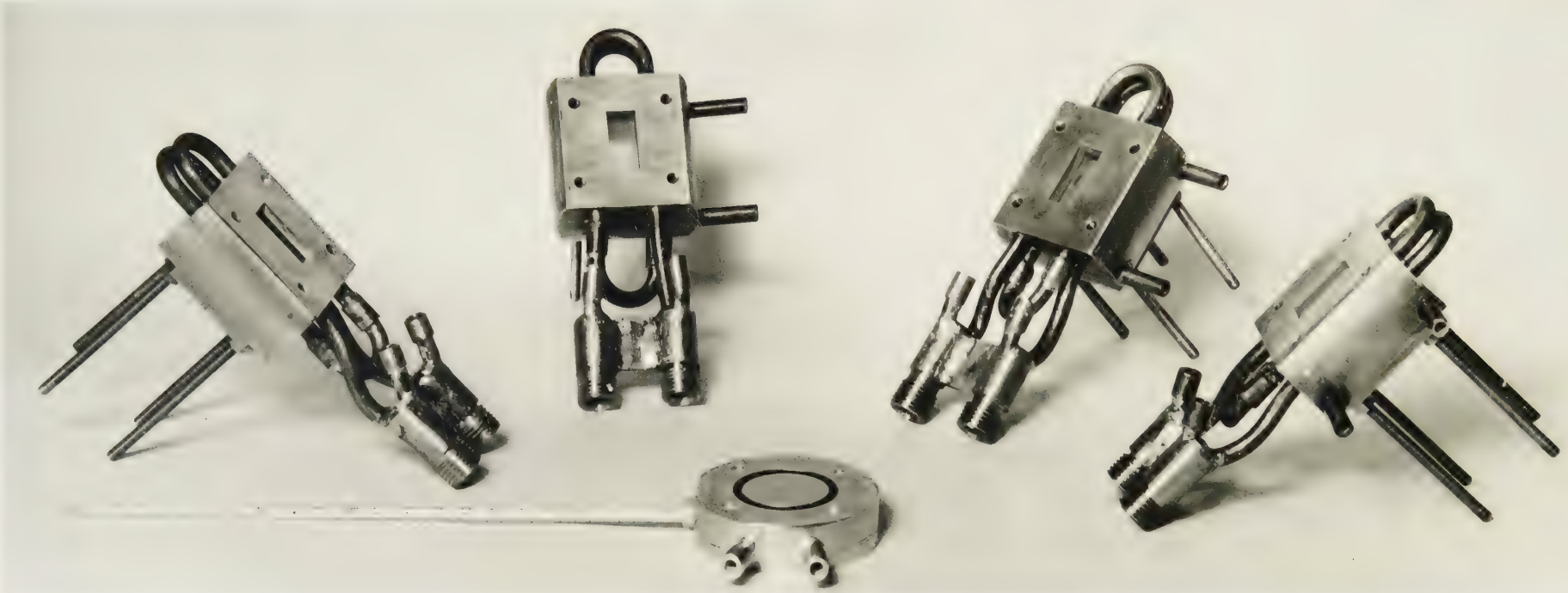

Cellule
Circulation d'huile
Court circuit
Orifices de remplissage
Circulation d'huile
1cm
Lame 1/2 onde en silice
Joint torique
Arrivée de liquide

Fig. 45



CELLULES DE MESURE A LIQUIDES
ET COURT-CIRCUIT

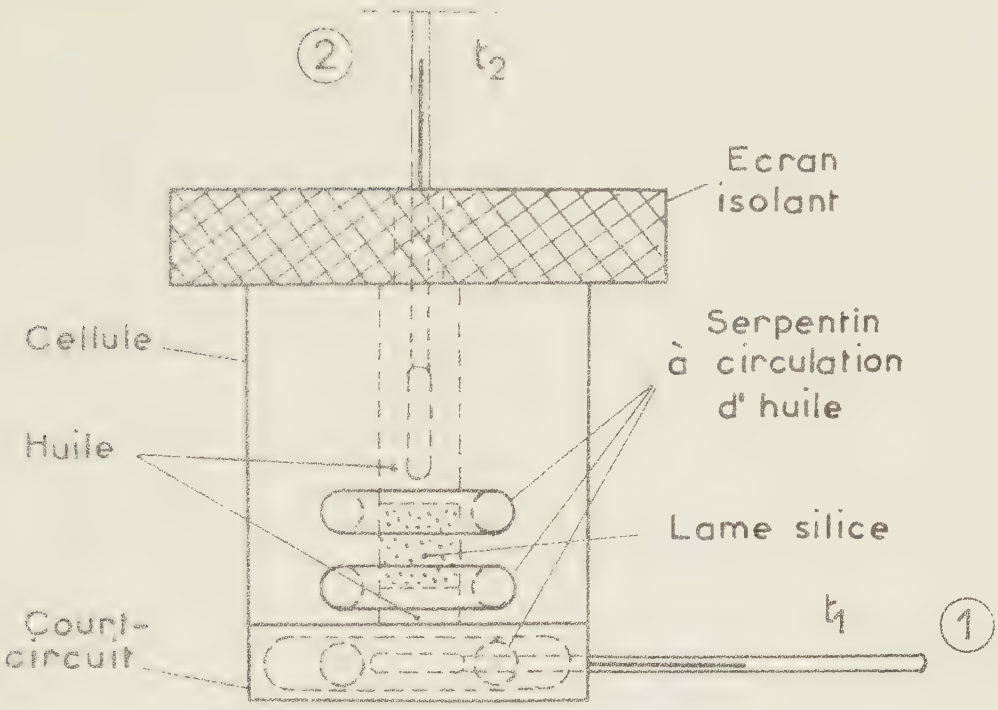


Fig. 46

Je traçais alors la courbe $t_1 = f(t_2)$ en ayant soin de laisser se stabiliser la température pour chaque palier (fig. 47).

Résultats :

Je n'observais aucun écart entre les deux thermomètres jusque vers 50° C, puis un écart de 2° à 100° et de 3,5° à 200°C.

Par contre, il y avait un écart de 8° C à 200° C entre la température du bain et celle du court-circuit.

Conclusion :

Lors des mesures réelles sur les échantillons liquides, j'isolais la cellule du milieu extérieur par un écran en mousse de polystyrène expansé et par une plaque d'amiante du boîtier à circulation d'eau. J'évitais ainsi toutes pertes de chaleur par convection et par rayonnement vers l'extérieur.

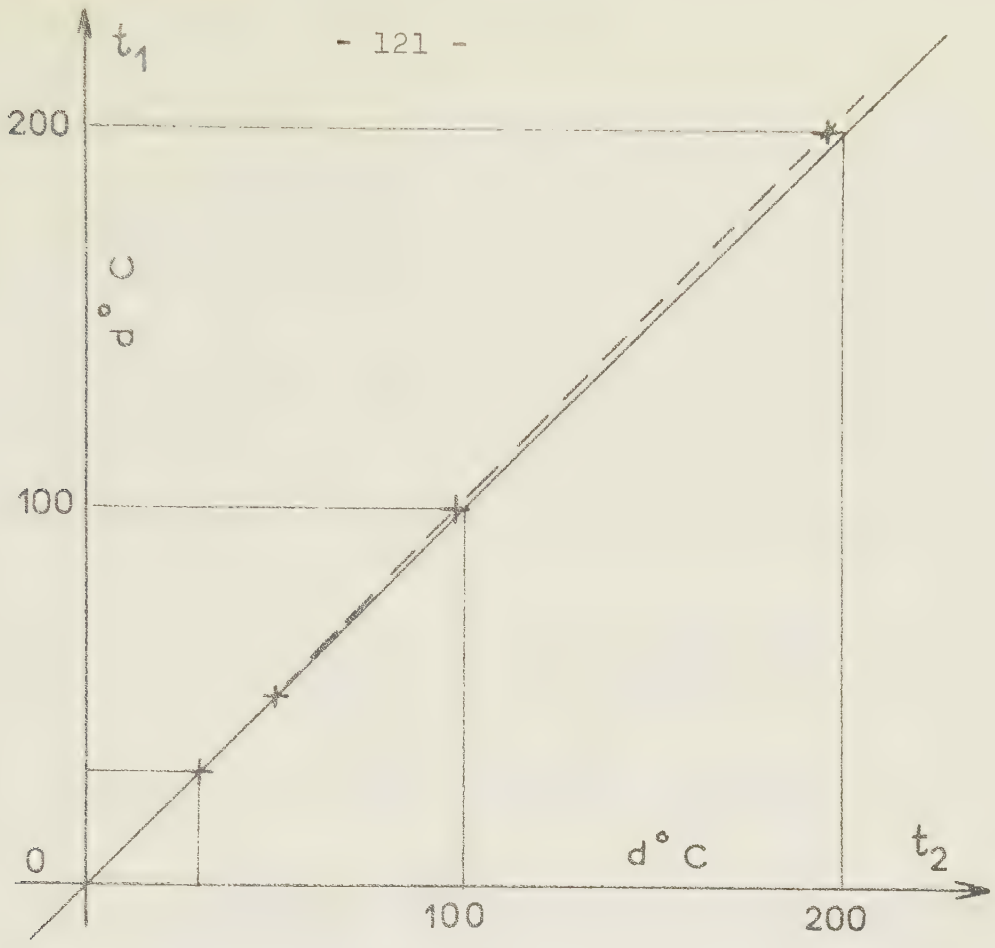


Fig. 47

Il restait les pertes de chaleur par conduction à la surface de contact de la section du guide sur la cellule et les pertes par convection à l'intérieur de la ligne de propagation.

J'ai estimé les pertes par conduction négligeables dans l'intervalle de variations thermiques envisagé, devant l'apport de chaleur permanent du bain thermostaté et le rapport faible des surfaces de contact du guide et de la cellule (environ 1/8) ; quant aux pertes par convection à l'intérieur de la ligne, je les ai estimées également négligeables, l'air ne pouvant pas se déplacer.

Compte-tenu de l'éloignement du thermomètre t_2 de l'échantillon dans l'expérience de contrôle, j'estimais que la température de l'échantillon devait être intermédiaire aux températures t_1 et t_2.

J'ai donc adopté pour mes contrôles de températures, l'indication du thermomètre du court-circuit (précision d'étalonnage ± 1° C) et l'incertitude globale sur toutes les mesures :

$$\Delta t = \pm 1° C$$

5 - FIABILITE DES MESURES :

J'ai effectué à vide, sur chaque cellule, des variations thermiques allant de - 10 à + 200° C, pour étudier, en fonction de la température, la variation de la phase et de l'atténuation (coefficient de réflexion) de l'onde réfléchie.

1°) J'ai constaté qu'au cours de la variation thermique, les fluctuations de phase dues aux dilatations n'étaient pas appréciables pour ces cellules indilatables (de l'ordre de 1/100 mm) contrairement à ce que j'avais observé sur les cellules en laiton (de l'ordre de 5/100 mm).
Ceci est fondamental car la profondeur des cuves ne varie pas dans le temps et je n'ai pas eu à les retoucher au cours de mes mesures.

2°) Le T.O.S. à vide reste identique à lui-même rigoureusement, au cours de la variation thermique, ce qui indique que la conductivité de l'argent à cette fréquence ne doit pas varier avec la température de façon importante.

Donc, il n'y a pas de courbe de correction de phase ou de correction de T.O.S. en fonction de la température (de -10 à + 200° C).

Je dois également signaler que l'argenture (sur fond de cuivre) des différentes cellules a parfaitement tenu malgré un coefficient de dilatation différent de celui de l'acier inoxydable, au cours des nombreuses variations thermiques provoquées.

En conclusion, ces cellules de mesure à liquides sont parfaitement fiables dans le temps ; elles peuvent être utilisées pour tous les liquides (fluides, visqueux, pâteux) n'attaquant pas le verre de silice ou l'argent. Leur maintenance est d'une grande simplicité (nettoyage à l'acétone ou à l'éther sulfurique).

REFERENCES

{1} CROUCH (G.E.), J. Chem. Phys., 16 (1948) 364.
{2} SURBER (W.H.), J. Appli. Phys., 19 (1948) 514.
{3} LAQUER (H.) et SMITH (C.), J. Amer. Chem. Soc., 70 (1948) 4097
{4} BROT (C.), C.R. Acad. Sci., 239 (1954) 612.
{5} POLEY (J.P.), Ond. Elect., 35 (1955) 455.

{6} CORFIELD (M.G.), HORZELSKI (J.) et PRICE (A.H.), Brit. J. Appl. Phys., 12 (1961) 680.
{7} DAGG (I.R.) et REESOR (G.E.), Can. J. Phys., 41 (1963) 1314.
{8} FATTUZO (E.) et MASON (P.R.), J. Appl. Phys., 36 (1965) 427.
{9} DOUCET (Y.), MORABIN (A.) et TETE (A.), C.R. Acad. Sci., 262 (1966) 752.
{10} GELAS (J.) et LESTRADE (J.C.), Ond. Elect., 46 (1966) 989.
{11} REESS (J.), Thèse 3ème Cycle, Bordeaux, 1968.
{12} DEMAU (C.), C.R. Acad. Sci., 266 (1968) 707.
{13} von HIPPEL (A.R.), "Les diélectriques et leurs applications" p. 404, (Dunod, Paris, 1961).

TROISIEME PARTIE

VALEURS REPERES DE PERMITTIVITES

CHAPITRE VII

CONDUITE DES MESURES

1 - GENERALITES :

La méthode du court-circuit telle que nous l'avons systématisée avec les abaques et les diagrammes est devenue une véritable méthode de métrologie pour les mesures de permittivités des échantillons solides.

Pour les mesures sur les liquides, les cellules étant réalisées une fois pour toutes et étant suffisamment fiables, il n'y a pas de problème d'échantillonnage, les seules précautions à prendre étant le nettoyage de la cellule à chaque mesure (en général à l'acétone) et la vérification de l'absence totale de "bulles d'air" dans la lame de liquide étudiée.

2 - PROBLEME DE L'ECHANTILLONNAGE POUR LES SOLIDES :

J'ai été amené à tailler moi-même tous les échantillons diélectriques solides sur lesquels j'ai fait mes mesures et au moyen desquels j'ai pu affirmer ma technique de mesure.

La majorité des diélectriques solides étant trop mous ou trop cassants pour être taillés jusqu'au dernier stade de leur finition à la fraiseuse, je disposais d'appareils de taille et de polissage qui me permettaient de résoudre le problème, principalement :

- une polisseuse métallographique Alba ;
- une tronçonneuse à meule mince Alba.

Le problème de la taille consistait à tailler des parallélépipèdes rectangles :

- dans des substances à indice de dureté variable ;
- à des dimensions définies au 1/100 mm.

Je disposais d'appareils de contrôle tels que palmer (au 1/100 mm) et pied à coulisse (1/50 mm). Je me suis mis en relation avec le Bureau de Métrologie de l'Ecole des Arts et Métiers où M. le Professeur SERVARY m'a permis de contrôler la profondeur de mes cuves à liquides au micron, au comparateur électronique ZEISS.

Malgré toutes les précautions que l'on peut prendre lors de l'usinage d'un échantillon, un certain nombre d'erreurs peuvent venir perturber de façon importante la mesure de la permittivité complexe.

Je n'entrerai pas dans les détails d'usinage des échantillons qui relèvent de la technique de l'ajustage. VICQ {1} en a donné un aperçu intéressant en 1967.

3 - PRINCIPALES CAUSES D'ERREURS DUES AUX ECHANTILLONS :

a - Le choix des échantillons :

Le matériau diélectrique à étudier doit être choisi dans la mesure du possible HOMOGENE et ISOTROPE (à moins qu'il ne s'agisse d'une étude systématique d'anisotropie diélectrique). En particulier, pour des mesures de la n^{e} décimale, ce critère de choix est fondamental.

Les principales causes d'erreurs de ce type, rencontrées étaient les suivantes :

1°) L'anisotropie de fabrication : tous les matériaux synthétiques (polychlorures de vinyle, polyéthylènes, bakélites, diélectriques artificiels ... etc),
Pour les uns, l'anisotropie est due au laminage ou au collage des plaques ; pour les autres (diélectriques artificiels) l'anisotropie est due au gradient de concentration (par exemple de la poudre d'alumine dans un liant plastique).

2°) L'anisotropie accidentelle : écrasement d'un échantillon dans les mâchoires d'une fraiseuse, bulles d'air dans les matériaux moulés, inclusions métalliques à la surface d'un échantillon (résultant de l'usinage avec un appareil métallique) etc ...

b - Les dimensions de l'échantillon :

Pour le mode de propagation de l'onde TE_{01}, la répartition du champ électrique dans une section du guide d'ondes est la suivante (fig. 48).

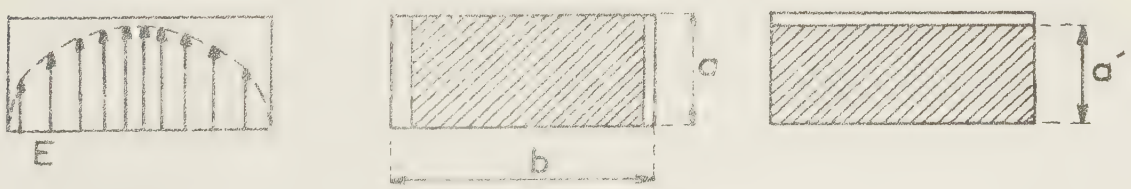


Fig. 48

Erreur sur la largeur :

Une erreur systématique sur la cote b = 22,86 mm de l'échantillon n'était pas gênante, puisque à cet endroit là le champ électrique est minimum, donc l'effet de polarisation n'est pas affecté.

On pouvait donc admettre une erreur sur cette cote b de l'ordre de 0,1 à 0,2 mm, cela ne pouvait que rendre plus facile et plus précis l'usinage de la cote a.

Des études systématiques sur de nombreux diélectriques de réduction de la cote b ont été réalisées par DE LA NOE {2} en 1967 et ont montré, outre la loi de variation de la permittivité en fonction de la cote b, que l'on pouvait tolérer des "jeux mécaniques" de l'ordre de grandeur du 1/10 mm sans que la mesure de la permittivité en soit affectée.

J'avais vérifié bien antérieurement cette propriété intéressante, tracé la courbe de variation pour le plexiglas de ε' en fonction de b et m'en servais en conséquence lors de la taille des échantillons.

Erreur sur la hauteur :

C'est de toutes la plus importante, on connaît plusieurs formules de correction, proposées par divers auteurs {3} {4} . Elles permettent de faire le calcul de l'erreur $\Delta\varepsilon'$ en fonction de l'erreur sur la cote a.

Ainsi, MONTGOMERY {3} donne la formule suivante pour ε' seulement (fig. 48) :

$$\varepsilon'_{vrai} = (\varepsilon'_{mesuré} - 1)\frac{a}{a'} + 1$$

Une autre formule est donnée par WIENER {4} relative aux matériaux stratifiés :

$$\varepsilon'_{vrai} = \varepsilon'_{mesuré} \frac{a'}{a - (a - a')\,\varepsilon'_{mesuré}}$$

Je n'ai rencontré aucune formule relative à ε''.

Expérimentalement, je n'ai pu vérifier rigoureusement ni l'une ni l'autre de ces formules ; je ne m'en suis donc pas servi au cours de mes mesures.

Lorsqu'un échantillon n'était pas à la cote réelle a = 10,16 ± 0,01 mm, il était rejeté systématiquement.

Erreur de parallélisme :

Certains échantillons usinés obliquement pouvaient présenter un coin d'air lors de leur introduction dans la cellule de mesure (fig. 49) et devaient être rejetés.

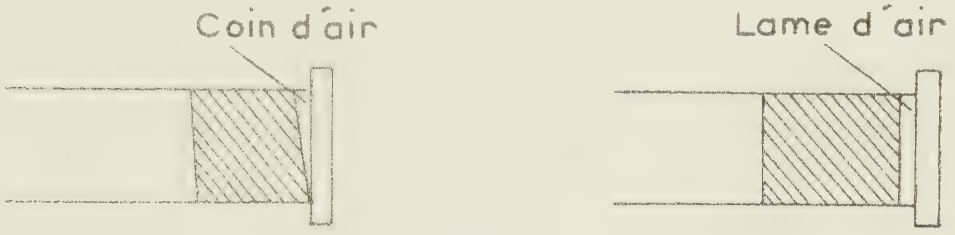


Fig. 49

Erreur sur l'épaisseur e :

Les échantillons devaient être calibrés aux dimensions choisies pour l'utilisation des abaques (e = 5,50, 3, 2, 1 mm) avec la précision :

$$\Delta e \prec 1/100 \text{ mm.}$$

Une erreur sur l'épaisseur supérieure à Δe, entraîne sur les abaques un déplacement des courbes inconnu, donc une erreur sur les valeurs ε' et ε'' inconnue.

Pour l'utilisation des diagrammes, l'épaisseur n'étant pas fixée, il suffit de la mesurer autour de la valeur centrale de d_m.

c - Erreur de position de l'échantillon :

Pour pouvoir utiliser les abaques et leurs épaisseurs minces d'échantillons, la cote a devait être bien calibrée, pour que l'échantillon ne soit pas repoussé en avant lors de la mise en place du court-circuit, ce qui pourrait avoir pour effet d'introduire une lame d'air à faces parallèles (fig. 49). Pour éviter ce genre d'erreur (liée à l'erreur sur la cote a) il suffisait d'usiner les échantillons à la cote exacte pour qu'ils coulissent avec un frottement suffisant et adhèrent au court-circuit.

Cette erreur ne se présentait plus pour des échantillons épais (mesures aux déterminations) du fait de l'augmentation du frottement.

Un moyen pratique de pallier cet inconvénient est d'utiliser une lame demi-onde en P.T.F.E. ajustée parfaitement à la cellule, venant augmenter le frottement de la lame mince et éviter ainsi la formation de la lame d'air (fig. 50).

J'avais fait des mesures de recoupement sur solides avec fenêtre demi-onde (et avec les abaques) avant d'appliquer la méthode aux liquides.

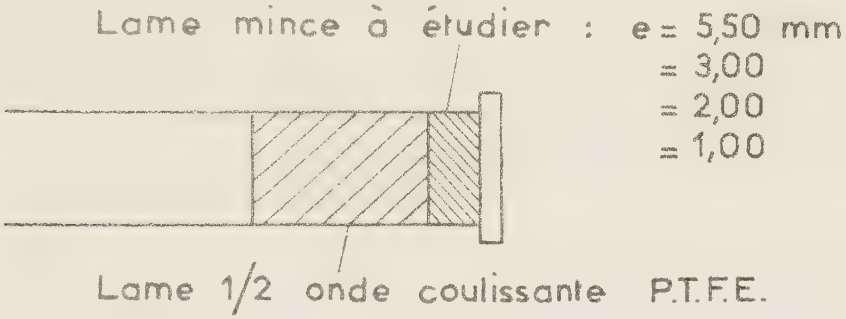


Fig . 50

4 - CONDUITE DES MESURES :

L'utilisation de l'appareil n'était possible qu'environ trente minutes après la mise sous tension du klystron, en effet c'est seulement au bout de ce temps là que sa puissance atteignait son maximum et devenait quasiment constante. La stabilisation de fréquence et l'alimentation du modulateur à ferrite entièrement transistorisées ne nécessitaient pas de temps de préchauffage. Il en était de même pour le tosmètre Férisol.

Il fallait ensuite établir la circulation d'eau froide dans le bouclier thermique et contrôler la température dans la cellule de mesure :

- soit en fixant la température à 20° C,
- soit en faisant des variations thermiques "par paliers" de 5 ou 10° C.

Lorsque l'équilibre thermique était réalisé, il fallait faire deux mesures successives :

- une mesure à vide (sans échantillon),
- une mesure en charge (avec échantillon).

a - Mesures à vide :

1°) Repérage d'un minimum de champ électrique sur le n^{e} minimum

(position m') par la méthode "d'encadrement" du minimum : si x'_1 et x'_2 sont deux positions de la sonde donnant la même déviation θ au tosmètre, la position du minimum est définie par :

$$m' = \frac{x'_1 + x'_2}{2}$$

L'amplitude θ de la déviation observée devant être au moins le 1/10 de l'amplitude totale (par exemple 3 dB sur 30 dB).

2°) Mesure du T.O.S. (θ_{cco}) afin de déterminer le niveau de départ de la courbe d'étalonnage associée à la cellule, tenant compte du taux d'humidité ambiante au moment de la mesure sur le minimum n^e.

Remarque : Bien entendu ces deux mesures doivent être faites une fois par demi-journée et par cellule.

b - Mesures en charge :

Après introduction de l'échantillon (solide ou liquide) et vérification de sa mise en place correcte (solide) ou de l'absence de bulles d'air (liquide) mesurer successivement :

1°) La position m du n^e minimum par la même méthode d'encadrement.

2°) Le T.O.S. (θ_m) sur ce n^e minimum.

Calcul de θ_r et de d_m :

La distance à reporter sur les abaques est $d_m = m' - m + e$

Le T.O.S. à reporter sur les abaques est $\theta_r = \frac{\theta_{cc}\ \theta_m}{\theta_{cc} - \theta_m}$

La valeur θ_{cc} est celle interpolée sur la courbe d'étalonnage à vide de la cellule, au point d'abscisse m (à condition que la courbe d'étalonnage utilisée soit bien celle relative au n^e minimum).

c - Mesures à 20° C :

En utilisant la source froide et le bain thermostaté, je régulais à 20° C au bain et je prenais cette température pour bonne, aussi bien pour les solides que pour les liquides après l'avoir contrôlée par les moyens vus (Chap. V, 2^e Partie).

d - Mesures à température variable :

Le thermomètre à contact me permettait de faire varier la température du bain (toujours en l'augmentant) instantanément, par paliers.

Pour faire une étude de - 10° C à + 150° C, je procédais en deux temps :

- mesures de + 15° C à + 150° C.
- mesures de + 15° C à - 10° C.

Pour les premières mesures, j'abaissais la température du bain thermostaté d'abord à 15° C, à l'aide de la source froide, puis je stabilisais par paliers de 5° à l'aide du thermomètre à contact et du relais de chauffage, jusqu'à 150° C.

Pour les secondes, (de + 15° C à - 10° C), j'ai préféré, plutôt que d'essayer de continuer à refroidir les 7 litres d'huile du bain ce qui aurait été trop long, brancher directement le secondaire de la source froide sur le serpentin des cellules. Le refroidissement "direct" des cellules était alors assez lent pour me permettre de faire des mesures "non régulées" mais cependant très contrôlables (la température descendait de 1° C par fraction de 7 minutes vers 15° C, puis de 1° C par fraction de 15 minutes vers - 10°C). Je pouvais encore ralentir la descente en température en ajustant le débit de la pompe. J'ai pu ainsi descendre jusqu'à - 12° C.

Avec une pompe calorifugée, j'aurais pu gagner encore quelques degrés supplémentaires, mais tel n'était pas mon but.

Remarque : Lors des mesures à température inférieure à 0° C, j'ai dû vérifier que le T.O.S. à vide n'était pas affecté par une éventuelle formation de givre à l'intérieur de la cellule, côté source. Je n'ai pas constaté de différence de T.O.S. mesurable. Ceci s'explique par le fait que le volume d'air en contact avec les parois internes de la cellule est très petit et qu'il n'y a pas de courant d'air de convection à l'intérieur de la ligne hyperfréquences.

REFERENCES

{1} VICQ (G.), Thèse 3ème cycle, Bordeaux, 1967.
{2} DE LA NOE (J.), Thèse 3ème cycle, Bordeaux, 1967.
{3} MONTGOMERY (C.G.), "Technique des mesures en micro-ondes" T. 2 (Chiron, Paris, 1954), p. 600.
{4} WIENER (B.), Kön.Sächs.Ges.d.Wiss.Math.Phys., KL.62 (1910) 256.

CHAPITRE VIII

MESURES SUR ECHANTILLONS SOLIDES A TEMPERATURE CONTROLEE

1 - INTRODUCTION :

Entre le moment où je me suis mis à faire des mesures en température contrôlée et celui où les abaques ont été réalisés {1}, j'avais fait un nombre important de mesures de recoupement sur des diélectriques divers et plus particulièrement des études de mélanges de poudres cristallines et de liant {2}, enfin j'avais entrepris des mesures systématiques sur les diélectriques poreux (céramiques) à différentes concentrations de liquides absorbés (eau, pentanol, ...).

Je ne ferai pas état ici de toutes ces mesures qui ont été faites à la température ambiante de 20 ± 3° C et qui sont donc assez mal définies.

Après m'être mis à contrôler la température pour les liquides, je refis systématiquement certaines séries de mesures à 20° C sur des solides, ayant conservé intacts la plupart de mes échantillons. Il paraissait en effet illusoire de vouloir faire des mesures de la n^e décimale d'une permittivité complexe si sa température n'était pas définie.

Je présente quelques mesures faites à 20° C sur les abaques, puis quelques études systématiques de ces permittivités à l'aide des diagrammes toujours à 20° C.

2 - MESURES A L'AIDE DES ABAQUES :

Dans le double but de montrer comment se fait le recoupement des mesures d'un abaque à l'autre (en utilisant les corrections de T.O.S.) et comment varie la précision de la mesure selon la zone utilisée de l'abaque, je donne les résultats consignés dans le tableau suivant et portant sur l'étude de 5 permittivités différentes.

J'ai choisi des diélectriques réputés homogènes; la plupart d'entre eux étant d'ailleurs anisotropes, j'ai dû tailler les lames de 5,50 mm et 3 mm dans le même échantillon de matière (barre calibrée aux dimensions intérieures du guide) lui-même découpé dans un sens repéré des plaques du commerce.

Je disposais de valeurs de permittivités très supérieures ($\varepsilon' > 13$) à celle de la ferritite ($\varepsilon' \simeq 5$) ; si je n'ai pas donné de valeurs plus fortes, c'est à cause du manque total d'homogénéité de ces diélectriques artificiels (produits fournis par la maison L.T.T., à base de poudre d'alumine). Il faut

utiliser ces diélectriques artificiels avec la plus grande prudence, car plus leur constante diélectrique est élevée, plus elle est imprécise (l'incertitude peut atteindre 20 % au niveau de $\varepsilon' = 13$).

Tableau des mesures sur diélectriques solides à 20° C
(mesures sur abaques e = 5,50 mm et e = 3 mm)

	e_{mm}	θ_m	θ_{cc}	θ_r	ε'' non corrigé	ε'' corrigé	ε'
Gaflon (moulé)	5,50	60	60	∞	0,030	< 0,000	2,05 ± 0,02
	3,00	58	58	∞	0,270	< 0,000	2,00 ± 0,15
Plexiglas sens //	5,50	33,2	59	76	0,040	0,016 ± 0,001	2,59 ± 0,02
	3,00	56,5	58,5	1650	0,200	< 0,030	2,60 ± 0,15
Lucoflex rouge sens //	5,50	32,2	59	71	0,041	0,018 ± 0,001	2,79 ± 0,02
	3,00	56	58,5	1310	0,210	< 0,035	2,82 ± 0,15
Ebonite (moulée)	5,50	26,5	58	49	0,050	0,026 ± 0,001	2,85 ± 0,02
	3,00	49,1	56	400	0,240	0,030 ± 0,010	2,75 ± 0,15
Ferritite sens //	5,50	25,9	53,5	50	0,280	0,140 ± 0,010	5,60 ± 0,02
	3,00	19,6	55	30,5	0,220	0,140 ± 0,010	5,60 ± 0,05

L'examen de ces quelques résultats montre le recoupement des valeurs de ε' et de ε'' d'un abaque à l'autre, en faisant les corrections de T.O.S. Bien entendu, pour les 4 premières valeurs de constantes diélectriques de ce tableau, l'abaque de 3 mm ne convient pas, le point figuratif (θ, d_m) tombant sur le bord gauche de l'abaque.

Par contre, la valeur $\varepsilon' = 5,60$ peut être mesurée indifféremment sur l'un ou l'autre abaque avec une précision voisine.

On voit également que pour le gaflon, on trouve le même T.O.S. en charge qu'à vide (interpolé sur la courbe d'étalonnage) à la précision des mesures près, ce qui signifie que l'absorption de ce corps est très faible ($\varepsilon'' \simeq 0,0008$) et que la méthode des abaques ne convient pas pour les mesures d'absorption de cet ordre de grandeur.

3 - MESURES SUR LES DIAGRAMMES :

Dans le but de montrer la précision limite que l'on peut obtenir avec les diagrammes, j'ai fait l'étude à 20° C aux 5 premières déterminations des permittivités complexes du PLEXIGLAS, de l'EBONITE et du GAFLON.

Les ordres de grandeurs des constantes diélectriques (ε') de ces substances étaient connus par mesure directe sur les abaques (paragraphe précédent).

Les épaisseurs d'échantillons à utiliser étaient données par le diagramme $e = f(\varepsilon'_c)$ à chaque détermination (fig.22).

Ayant tracé les diagrammes $e = f(d_m)$ à ε' = cte aux 3 premières déterminations complètes (ε' variant de 1 à 400) (fig. 19), j'ai tracé d'autres diagrammes "partiels" (autour des valeurs de ε' intéressées) en faisant quelques calculs machine supplémentaires pour pouvoir faire des mesures aux 4e et 5e déterminations.

a - Résultats sur le PLEXIGLAS :

Je donne (fig. 51) une reproduction exacte de 5 diagrammes partiels (e, d_m) dans le cas d'une valeur de ε' voisine de 2,600 et autour de la valeur centrale d_{mc} donnant la précision maximum.

Les résultats sont consignés dans le tableau suivant

Détermination	Epaisseur en mm	ε'	$\Delta\varepsilon'$
1e	$e_1 \simeq \lambda_{g\varepsilon}/4 \simeq 5,56$	2,59	0,01
2e	$e_2 \simeq 3\lambda_{g\varepsilon}/4 \simeq 16,49$	2,597	0,005
3e	$e_3 \simeq 5\lambda_{g\varepsilon}/4 \simeq 27,36$	2,596	0,003
4e	$e_4 \simeq 7\lambda_{g\varepsilon}/4 \simeq 38,23$	2,600	0,002
5e	$e_5 \simeq 9\lambda_{g\varepsilon}/4 \simeq 49,15$	2,600	0,002

les écarts $\Delta\varepsilon'$ étant calculés graphiquement à partir des incertitudes de mesures :

$$\Delta e = \pm 1/100 \text{ mm}$$
$$\Delta d_m = \pm 5/100 \text{ mm}$$

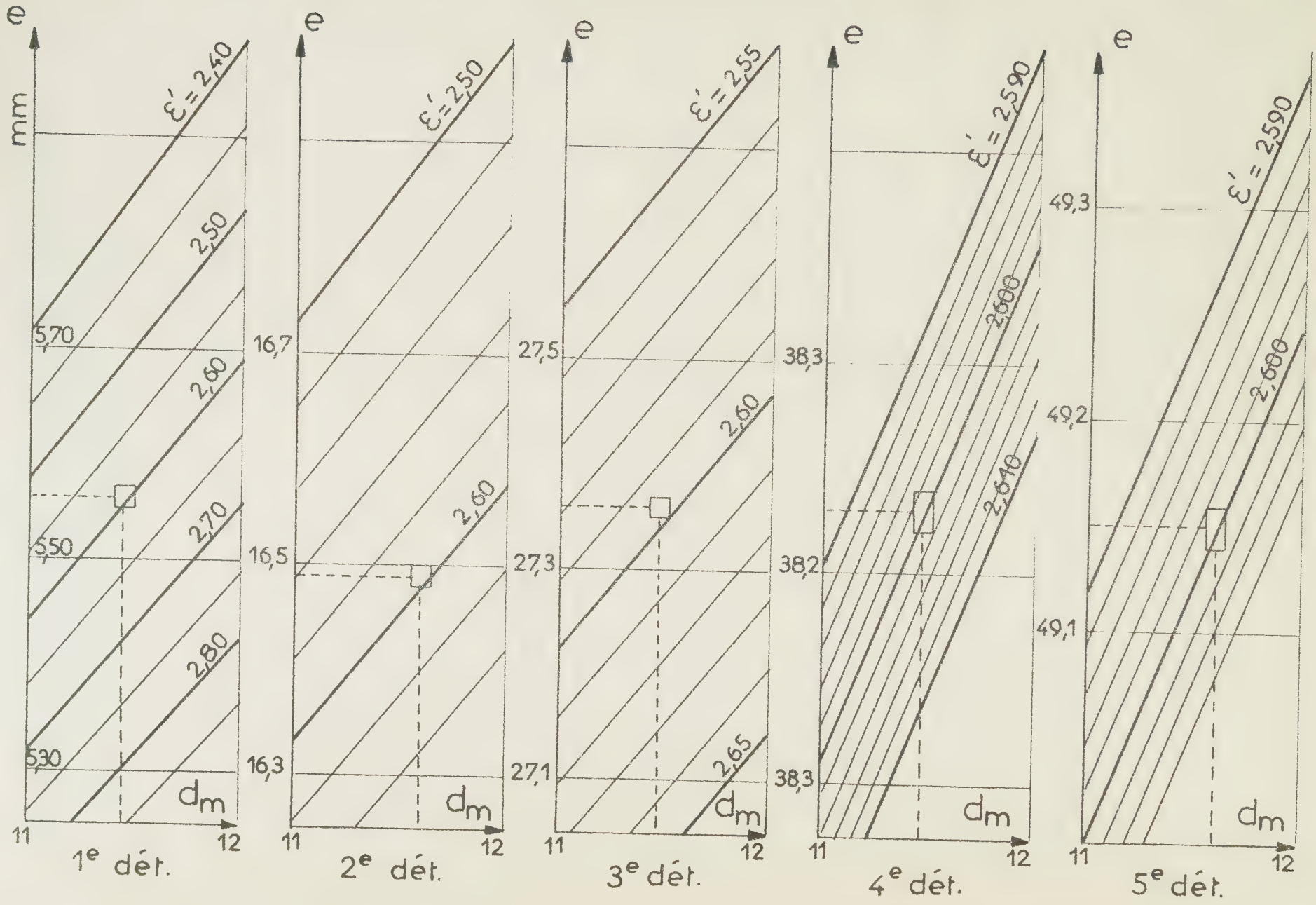

e
mm
ε'=2,40
2,50
2,60
2,70
2,80
5,70
5,50
5,30
dm
11
12
1e dét.
e
ε'=2,50
2,60
2,60
16,7
16,5
16,3
dm
11
12
2e dét.
e
ε'=2,55
2,60
2,65
27,5
27,3
27,1
dm
11
12
3e dét.
e
ε'=2,590
2,600
2,610
38,3
38,2
38,3
dm
11
12
4e dét.
e
ε'=2,590
2,600
49,3
49,2
49,1
dm
11
12
5e dét.

Fig. 51

Précision obtenue sur ε' :

Le tableau montre que la précision de la mesure à la 5e détermination vaut environ 1/1000 :

$$\frac{\Delta\varepsilon'}{\varepsilon'} \leqslant 0{,}001$$

On peut donc affirmer la 3e décimale avec certitude sur cette mesure et donner 4 chiffres significatifs.

Limite à la précision sur ε' :

Pour multiplier par deux la précision, les calculs numériques montrent qu'il faudrait faire une mesure à la 8e détermination ($e_8 \simeq 81{,}79$ mm).

Mais pour gagner une décimale supplémentaire (par exemple $\varepsilon' = 2{,}6004$), il faudrait faire une mesure à la 11e détermination ($e_{11} \simeq 117$ mm). Or, il est impossible, mécaniquement, de réaliser un échantillon de cette longueur suffisamment ajusté pour que l'erreur sur la hauteur puisse toujours être négligée.

Mesure de ε'' :

Les résultats sont consignés dans le tableau ci-dessous. J'indique les valeurs des différents T.O.S. et des incertitudes calculées sur ces T.O.S. et les valeurs de ε'' correspondantes obtenues sur le diagramme $\varepsilon''_c = f(\varepsilon'_c)$, avec et sans correction, montrant l'intérêt de la correction de T.O.S.

Détermination	θ_m	θ_{cc}	θ_r	$\Delta\theta_r$	ε'' non corrigé	ε'' corrigé	$\Delta\varepsilon''$
1e	34,10	61,50	76,50	5,50	0,036	0,0162	0,0010
2e	20,30	63,00	29,90	2,00	0,023	0,0158	0,0010
3e	14,05	64,25	18,00	1,00	0,021	0,0160	0,0008
4e	10,75	59,50	13,10	0,50	0,019	0,0158	0,0006
5e	8,90	61	10,40	0,20	0,018	0,0152	0,0005

Précision obtenue sur ε'' :

On voit que la précision de la mesure à la 5e détermination est de l'ordre de 3 à 4 % :

$$\frac{\Delta\varepsilon''}{\varepsilon''} \leqslant 0{,}04$$

On peut affirmer la 3e décimale avec certitude encore dans ce cas-là, comme pour la mesure de ε'. Cependant il faut noter que le gain de précision n'est pas aussi grand pour ε'' que pour ε' lors du passage aux déterminations d'ordres supérieurs.

Cela est dû à l'incertitude de calcul du T.O.S. corrigé, $\Delta\theta_r$, elle-même due aux incertitudes de mesures de θ_m et de θ_{cc} importantes.

Limite de précision sur ε'' :

On fait baisser le T.O.S. au fur et à mesure que l'ordre de la détermination augmente, mais on se heurte au même problème que pour ε', si les échantillons deviennent très épais, il y a des fluctuations de la valeur ε'' obtenue avec une plus grande précision, donc la limite de précision est atteinte.

Je montre (fig. 52) l'effet de la correction de T.O.S. sur les différentes mesures d'une part et l'effet de l'augmentation de l'ordre de la détermination, d'autre part.

b - Résultats sur l'EBONITE :

J'ai fait le même travail pour l'ébonite aux 5 premières déterminations en traçant également des diagrammes "partiels" (e, d_m) autour de la valeur $\varepsilon' = 2{,}830$, venant compléter les diagrammes aux 3 premières déterminations.

Je donne dans les deux tableaux suivants les résultats obtenus à 20° C :

Détermination	Epaisseur en mm	ε'	$\Delta\varepsilon'$
1e	$e_1 \simeq \lambda_{g\varepsilon}/4 \simeq 5{,}37$	2,84	0,01
2e	$e_2 \simeq 3\lambda_{g\varepsilon}/4 \simeq 15{,}48$	2,835	0,005
3e	$e_3 \simeq 5\lambda_{g\varepsilon}/4 \simeq 25{,}90$	2,839	0,003
4e	$e_4 \simeq 7\lambda_{g\varepsilon}/4 \simeq 36{,}25$	2,835	0,002
5e	$e_5 \simeq 9\lambda_{g\varepsilon}/4 \simeq 46{,}57$	2,837	0,002

Détermination	θ_m	θ_{cc}	θ_r	$\Delta\theta_r$	ε'' non corrigé	ε' corrigé	$\Delta\varepsilon''$
1e	27,80	62,00	50,50	4,50	0,047	0,026	0,0020
2e	14,70	63,50	19,00	1,00	0,034	0,026	0,0020
3e	9,55	65,20	11,20	0,40	0,031	0,0265	0,0010
4e	7,50	58,40	8,60	0,15	0,029	0,0250	0,0005
5e	5,65	61,75	6,20	0,10	0,030	0,0270	0,0003

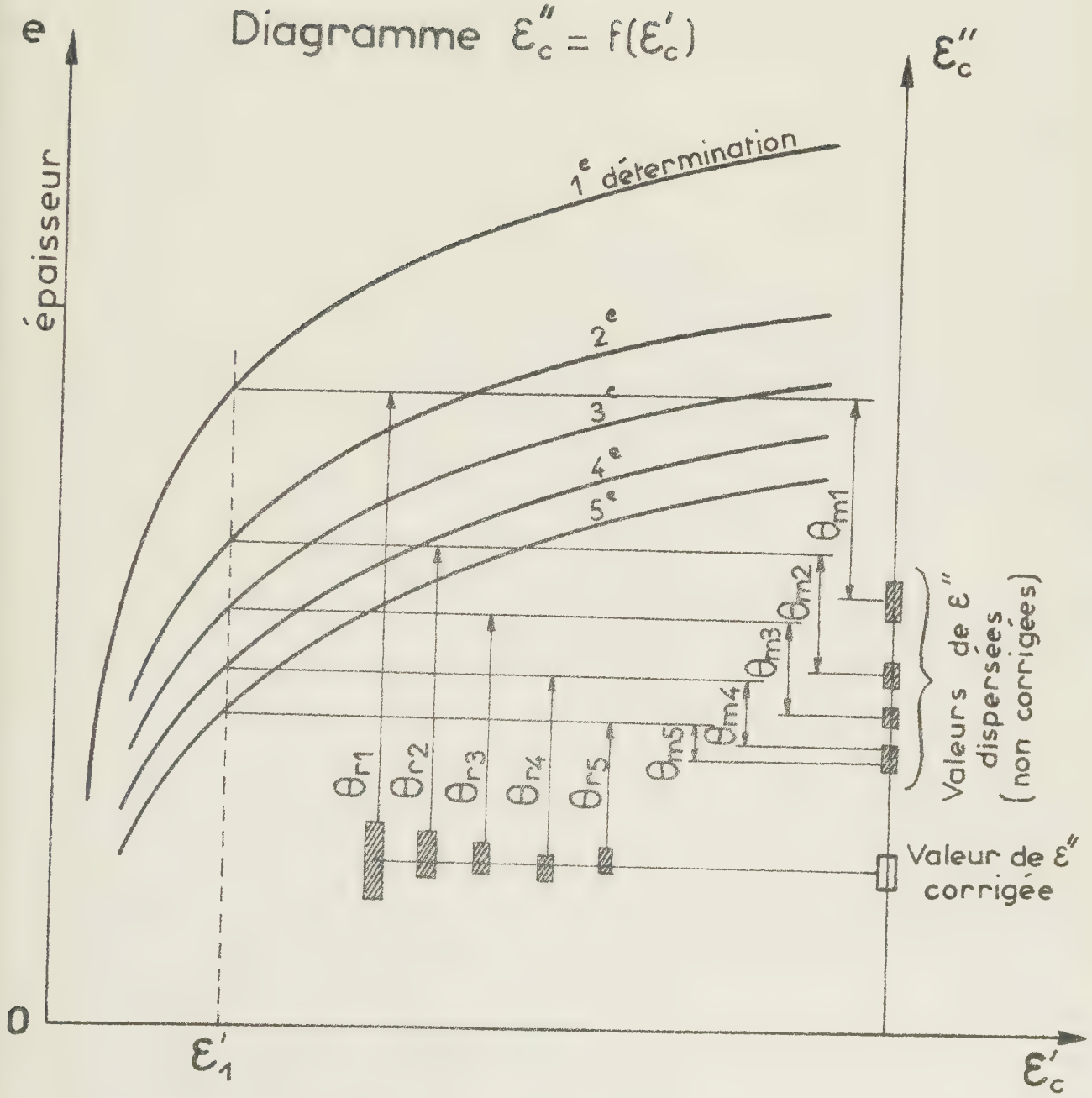


Diagramme $\varepsilon''_c = f(\varepsilon'_c)$
e
épaisseur
ε''_c
1e détermination
2e
3e
4e
5e
θ_{m1}
θ_{m2}
θ_{m3}
θ_{m4}
θ_{m5}
θ_{r1}
θ_{r2}
θ_{r3}
θ_{r4}
θ_{r5}
Valeurs de ε'' dispersées (non corrigées)
Valeur de ε'' corrigée
0
ε'_1
ε'_c

Fig . 52

c - Résultats sur le GAFLON :

Je donne les valeurs obtenues aux 4 premières déterminations à 20° C à l'aide des trois premiers diagrammes et d'un diagramme partiel à la 4e détermination. Elles concernent seulement ε', en effet, pour les 4 mesures, les T.O.S. à vide et en charge étaient identiques et conduisaient à un T.O.S. réel trop grand pour être apprécié et utilisé avec les diagrammes.

Détermination	Epaisseur en mm	ε'	$\Delta\varepsilon'$
1e	$e_1 \simeq \lambda_{g\varepsilon}/4 \simeq 6{,}74$	2,06	0,01
2e	$e_2 \simeq 3\lambda_{g\varepsilon}/4 \simeq 19{,}69$	2,044	0,005
3e	$e_3 \simeq 5\lambda_{g\varepsilon}/4 \simeq 31{,}88$	2,049	0,003
4e	$e_4 \simeq 7\lambda_{g\varepsilon}/4 \simeq 44{,}70$	2,045	0,002

d - Résultats sur la FERRITITE :

J'ai essayé de faire le même travail sur une permittivité complexe plus élevée comme celle de la Ferritite, l'avantage étant l'utilisation d'échantillons plus courts ; malheureusement l'inhomogénéité de ce matériau rendait tout recoupement impossible à partir de la 3e détermination, autant pour les valeurs de ε' que pour celles de ε''. Ceci m'a amené à penser aussi que ce matériau pouvait avoir une perméabilité légèrement différente de $\mu_r = 1$ (matériau à base de gutta-percha, fibres d'amiante, ...).

e - Etude d'autres matériaux :

Il serait intéressant de faire ces études systématiques à plusieurs déterminations sur des matériaux à permittivité élevée (ε' et ε''). Mais les diélectriques solides artificiels du commerce ne conviennent pas du tout pour ce genre d'expérience.

Conclusion :

Ces expériences d'auto-contrôle de la méthode du court-circuit sonttrès intéressantes sous l'aspect de la vérification rigoureuse de la théorie de la propagation guidée des ondes électromagnétiques dans les diélectriques, par les expériences.

Cependant, il ne faut pas oublier qu'elles sont d'une grande difficulté mécanique à réaliser, dans des matériaux homogènes, isotropes et en quantité suffisante.

REFERENCES

{1} DEMAU (C.) et DELBOS (G.), C.R. Acad. Sci., 261 (1965) 5397.
{2} VICQ (G.), DELBOS (G.), DEMAU (C.), C.R. Acad. Sci., 264 (1967) 1263.

CHAPITRE IX

MESURES SUR ECHANTILLONS LIQUIDES VARIATIONS THERMIQUES

1 - INTRODUCTION :

J'ai orienté mes mesures sur les diélectriques liquides après avoir mis au point ma technique de mesure sur les solides, dans le double but suivant :

J'envisageais initialement pour mon travail des études sur les milieux diélectriques solides poreux (tels que des céramiques) en présence de liquides ou de mélanges de liquides à différentes concentrations, en température contrôlée. J'ai fait quelques mesures préliminaires intéressantes et pour toute interprétation, j'avais besoin des valeurs intrinsèques des permittivités des liquides utilisés à ma fréquence. En effet, les résultats que l'on trouve dans la littérature ne sont jamais à 9455 MHz et il est très difficile d'interpoler en fréquence. C'est alors que je réalisais les cellules de mesure décrites au Chap. II, 2e Partie et possèdais ainsi un moyen d'approche indispensable à l'étude des diélectriques poreux.

Le second but de ces études systématiques sur les liquides a été de fournir des mesures de référence à mon camarade G. DELBOS, pour l'étalonnage de son appareil de mesures (relatives) des permittivités des liquides en cavité résonnante par la méthode des perturbations. En effet, sa cavité résonne à 9455MHz c'est-à-dire à la même fréquence que la mienne. Il avait donc besoin d'un grand nombre de mesures sur des liquides divers et de permittivités très variables.

2 - GAMME DE VALEURS REPERES A 9455 MHz :

J'ai réalisé douze mesures à 20° C de permittivités complexes de liquides (produits purs PROLABO) afin de préciser des "repères" de permittivités à 9455 MHz {1}.

La plupart des mesures ont été faites sur des liquides polaires, présentant une absorption (ε'') importante. J'ai fait les corrections de T.O.S. comme pour des mesures sur les solides, avec les courbes associées aux cellules.

Je donne dans le tableau suivant l'ensemble des mesures faites à 20° C.

Température : 20° C	ε'	ε"	tg δ
eau distillée	63,10	32,00	0,507
formamide	23,50	37,50	1,596
acétone	20,50	3,65	0,178
1-2-dichloroéthane	9,25	3,35	0,362
éthylène-glycol	7,20	5,80	0,805
acétate d'éthyle	5,69	1,03	0,181
trichlorométane	4,59	0,95	0,207
chlorobenzène	4,58	1,47	0,321
éther éthylique	4,48	0,40	0,089
pentanol-1	2,94	0,61	0,207
tetrachloroéthylène	2,33	0,005	0,002
tétrachlorure de carbone	2,28	0,002	0,0009

Remarque : Cette gamme de 12 permittivités complexes était très insuffisante pour réaliser l'étalonnage complet de l'appareil de DELBOS ; j'ai dû faire des mesures sur une cinquantaine de combinaisons "binaires" de ces liquides purs (de ceux qui étaient entièrement miscibles) qui ont fourni toutes les valeurs intermédiaires de permittivités complexes manquant au tableau.
Je ne ferai pas état de ces résultats, j'indiquerai simplement que l'ensemble des mesures d'étalonnage de DELBOS a été récemment publié {2} sous forme d'abaques à lecture directe ε', ε".

3 - VARIATIONS THERMIQUES :

a - Système binaire Formamide - Eau distillée :

J'ai réalisé cette étude dans le but de montrer la possibilité d'utiliser les abaques dans des zones où les courbes

sont particulièrement tassées. A cet effet, j'ai utilisé la cellule de 1 mm et un abaque "partiel" développé à la machine. Les liquides utilisés étaient des produits purs Prolabo.

Je donne (fig. 53) une reproduction exacte de cette zone de l'abaque de 1 mm et sur laquelle figure une courbe de variation de la permittivité complexe du mélange (en trait large) en fonction du pourcentage des composants et pour la température de 40° C. J'ai fait figurer les points expérimentaux par des cercles d'incertitude.

La variation de 25° C à 50° C de la permittivité complexe du mélange est représentée en fonction du pourcentage des deux composants (fig. 54).

Le déplacement caractéristique du maximum d'absorption du mélange, en fonction du pourcentage montre l'existence d'un temps de relaxation unique, comme c'est souvent le cas pour les mélanges binaires de deux liquides fortement associés, formant un composé unique ainsi que l'indique SMYTH {3}.

b - Variations thermiques des liquides purs :

J'ai réalisé l'étude systématique des variations des permittivités complexes de dix liquides, dans une gamme de température allant de - 10° C à la température d'ébullition (moins dix degrés environ), à titre d'application de la méthode des abaques et des cellules de mesure associées et dans le but indiqué dans l'introduction de ce chapitre.

Mes principaux résultats sont en parfait accord avec ceux interpolés en fréquence et en température, donnés par différents auteurs {4}, {5}, {6}, {7}, {8}.

Je donne (fig. 55 à 64) les principaux résultats.

c - Interprétation de la forme de courbes :

Ces dix liquides ont été choisis dans le but de déterminer une gamme étalon de permittivités complexes et non en vue d'une étude phénoménologique quelconque, qui aurait nécessité une étude complète de la phase liquide (du point de solidification au point d'ébullition à pression constante). Or, mon appareillage ne me permettait pas de descendre en température au-delà de - 10° C.

Donc, le fait de n'avoir pu faire l'étude complète de

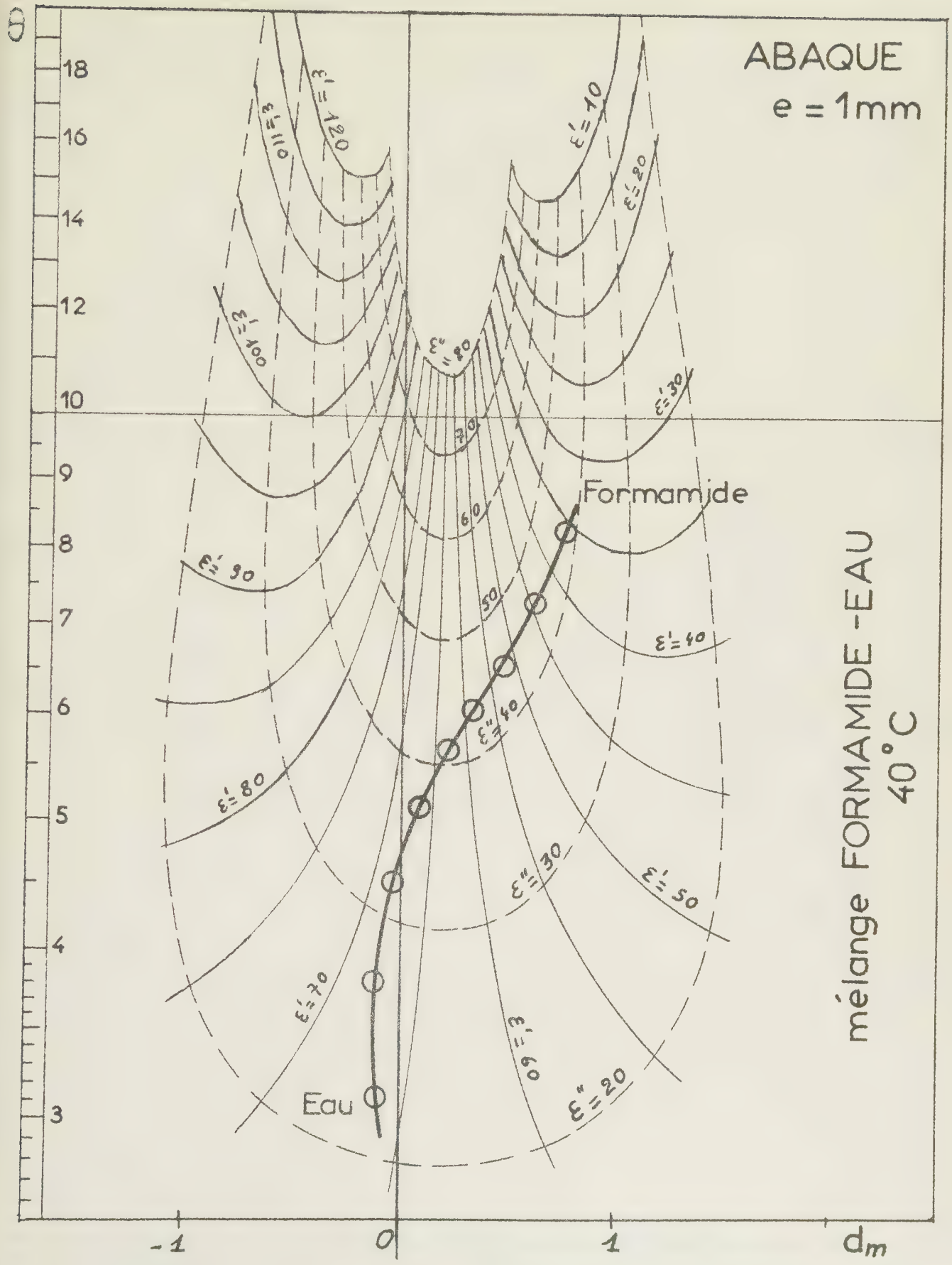

ABAQUE
e = 1mm
mélange FORMAMIDE -EAU
40°C
Formamide
Eau
ε'=120
ε'=110
ε'=100
ε'=90
ε'=80
ε'=70
ε'=60
ε'=50
ε'=40
ε'=30
ε'=20
ε'=10
ε''=80
ε''=60
ε''=40
ε''=30
ε''=20
18
16
14
12
10
9
8
7
6
5
4
3
-1
0
1
dm

Fig. 53

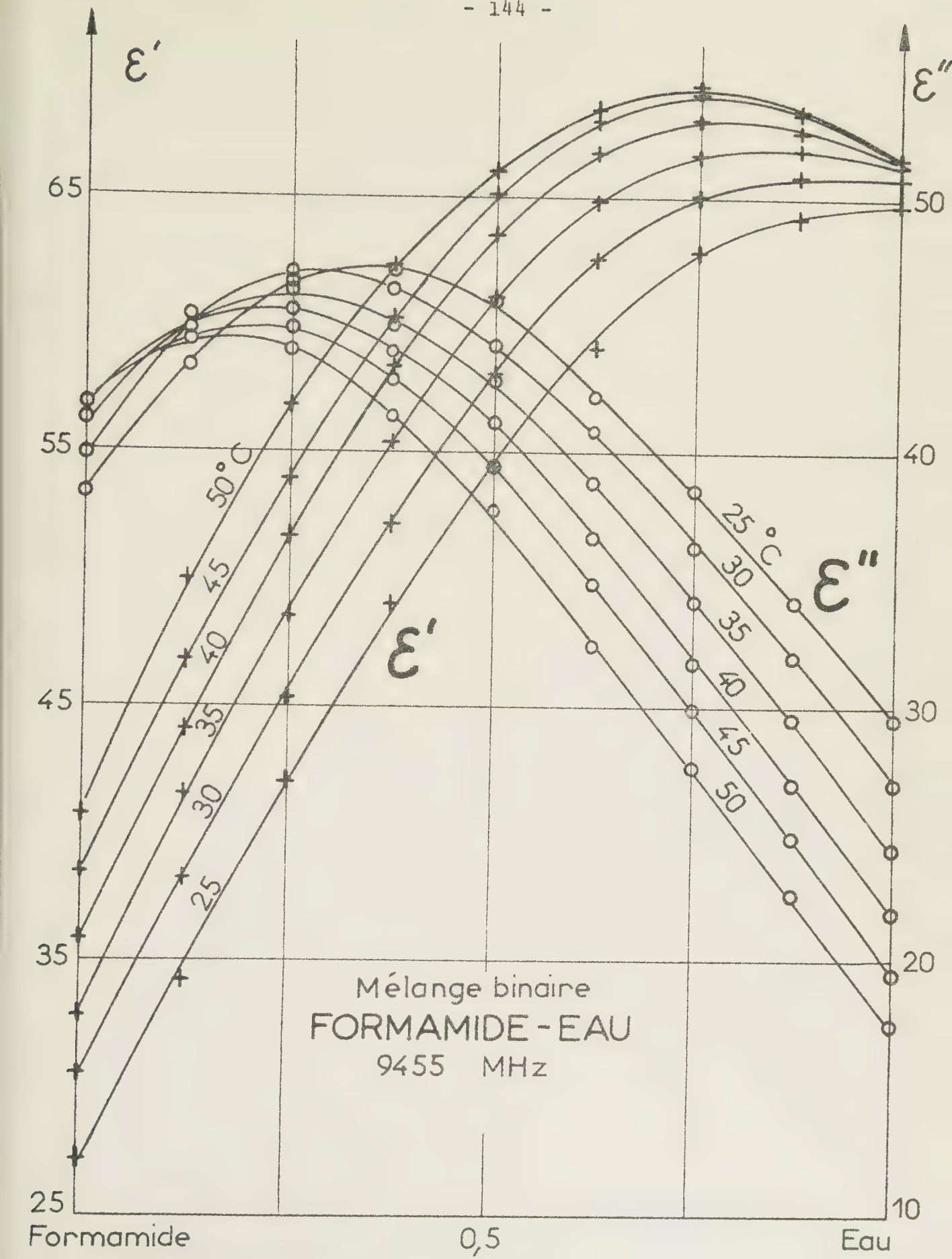

ε'
ε"
65
55
45
35
25
50
40
30
20
10
50°C
45
40
35
30
25
25°C
30
35
40
45
50
ε'
ε"
Mélange binaire
FORMAMIDE - EAU
9455 MHz
Formamide
0,5
Eau

Fig .54

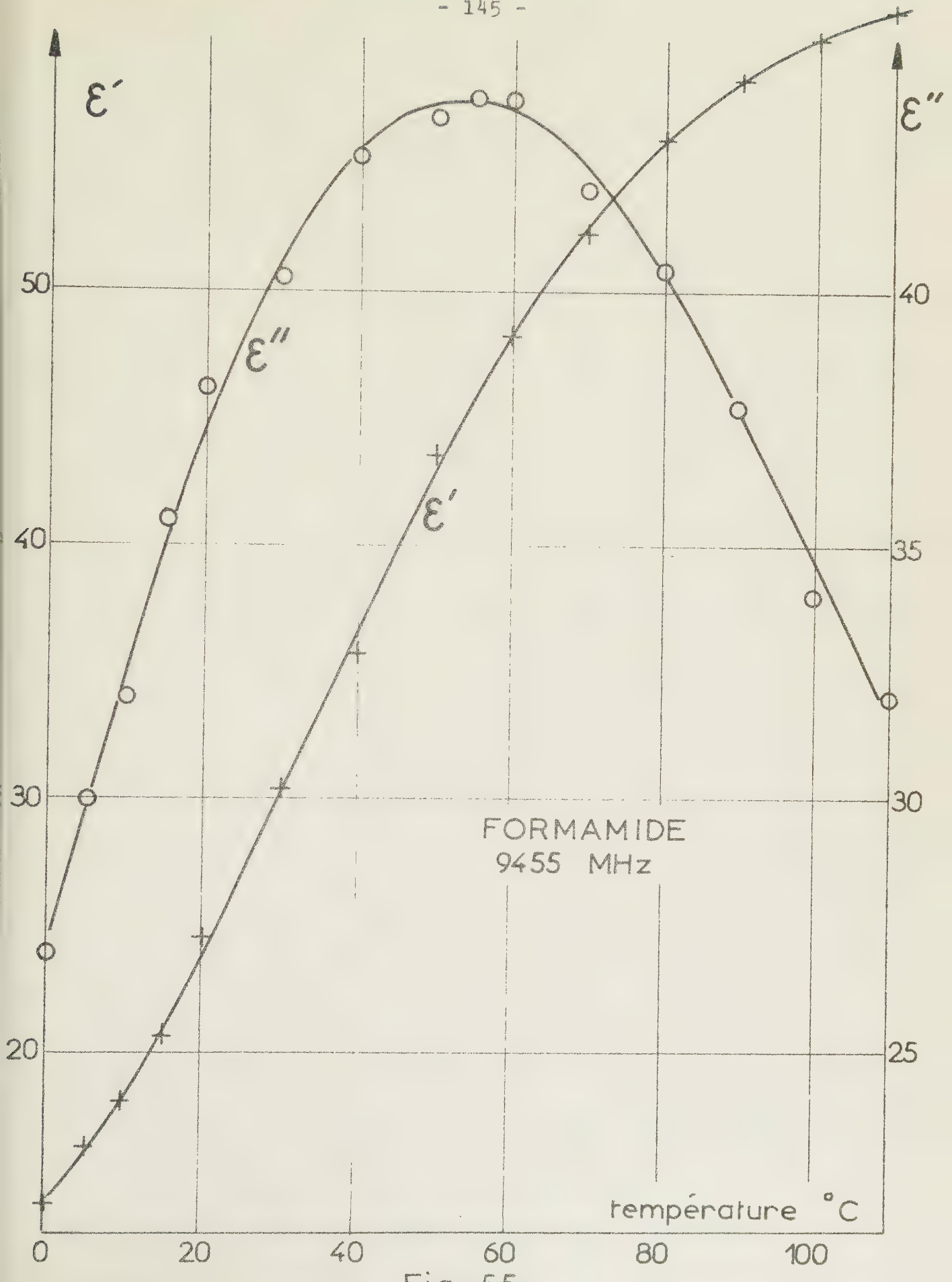

ε'
ε''
ε''
ε'
50
40
30
20
40
35
30
25
FORMAMIDE
9455 MHz
température °C
0
20
40
60
80
100

Fig. 55

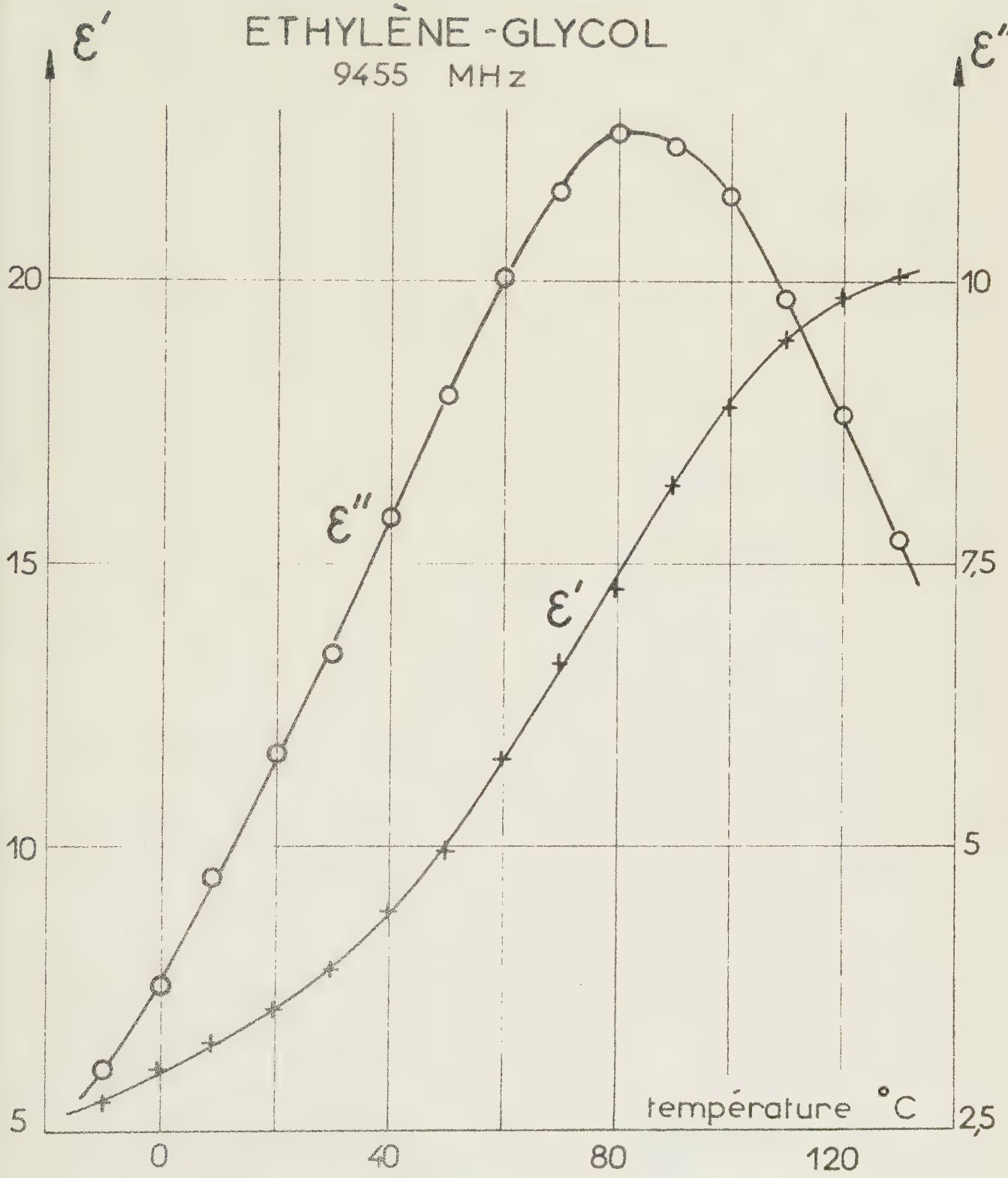

ε'
ETHYLÈNE-GLYCOL
9455 MHz
ε''
20
15
10
5
10
7,5
5
2,5
ε''
ε'
température °C
0
40
80
120

Fig. 56

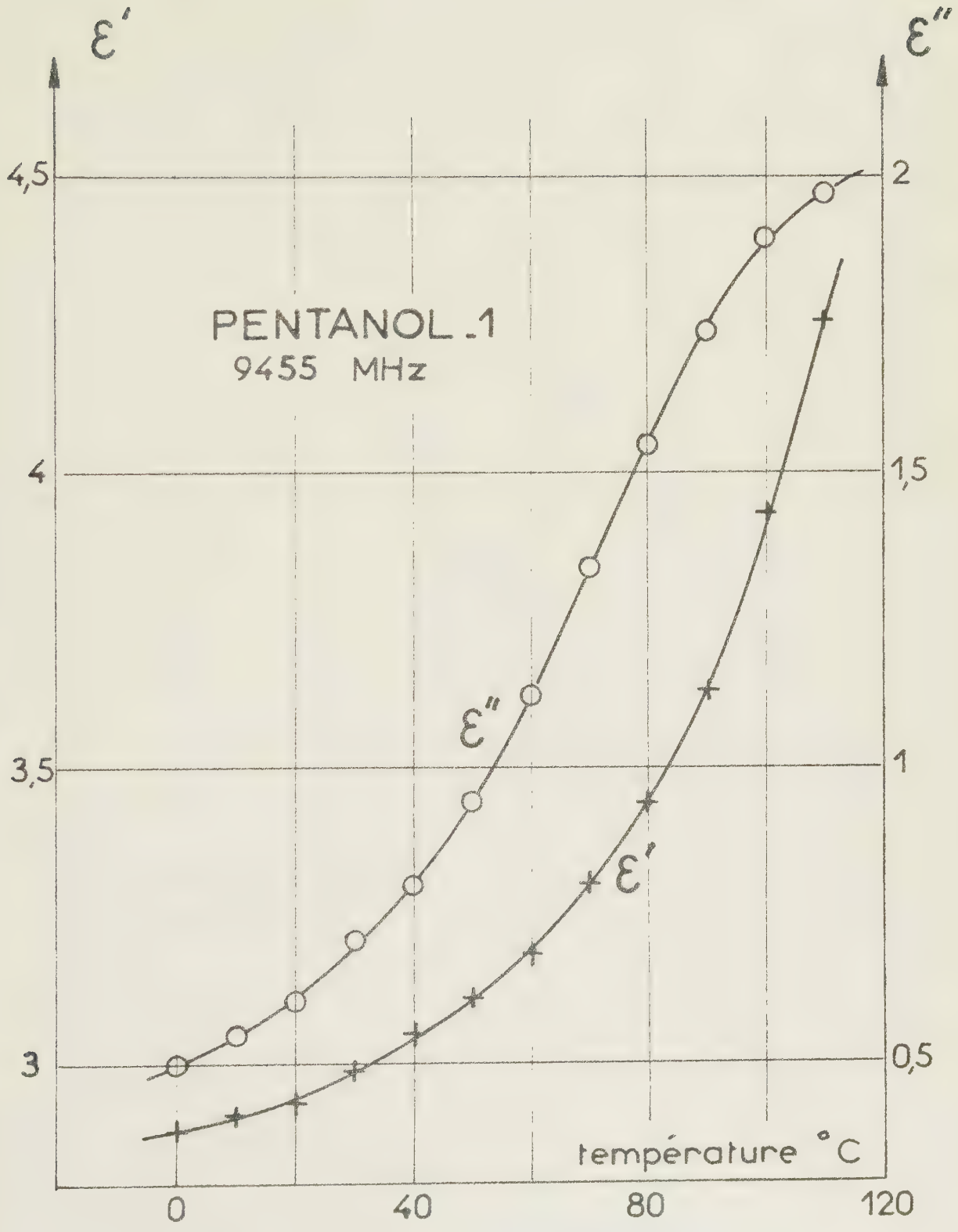

ε'
ε"
4,5
4
3,5
3
2
1,5
1
0,5
PENTANOL-1
9455 MHz
ε"
ε'
température °C
0
40
80
120

Fig . 57

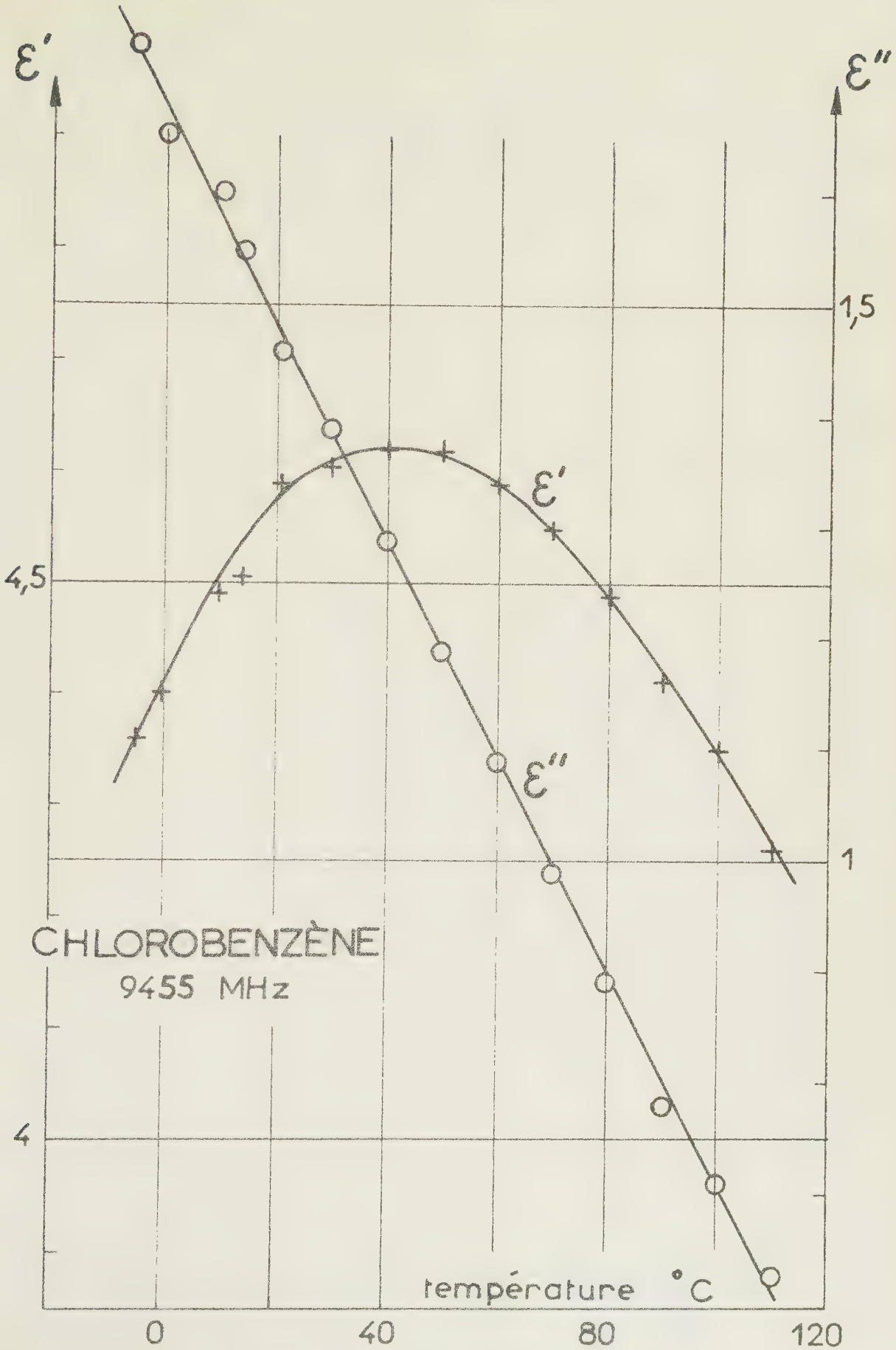

ε'
ε''
1,5
4,5
1
4
ε'
ε''
CHLOROBENZÈNE
9455 MHz
température °C
0
40
80
120

Fig .58

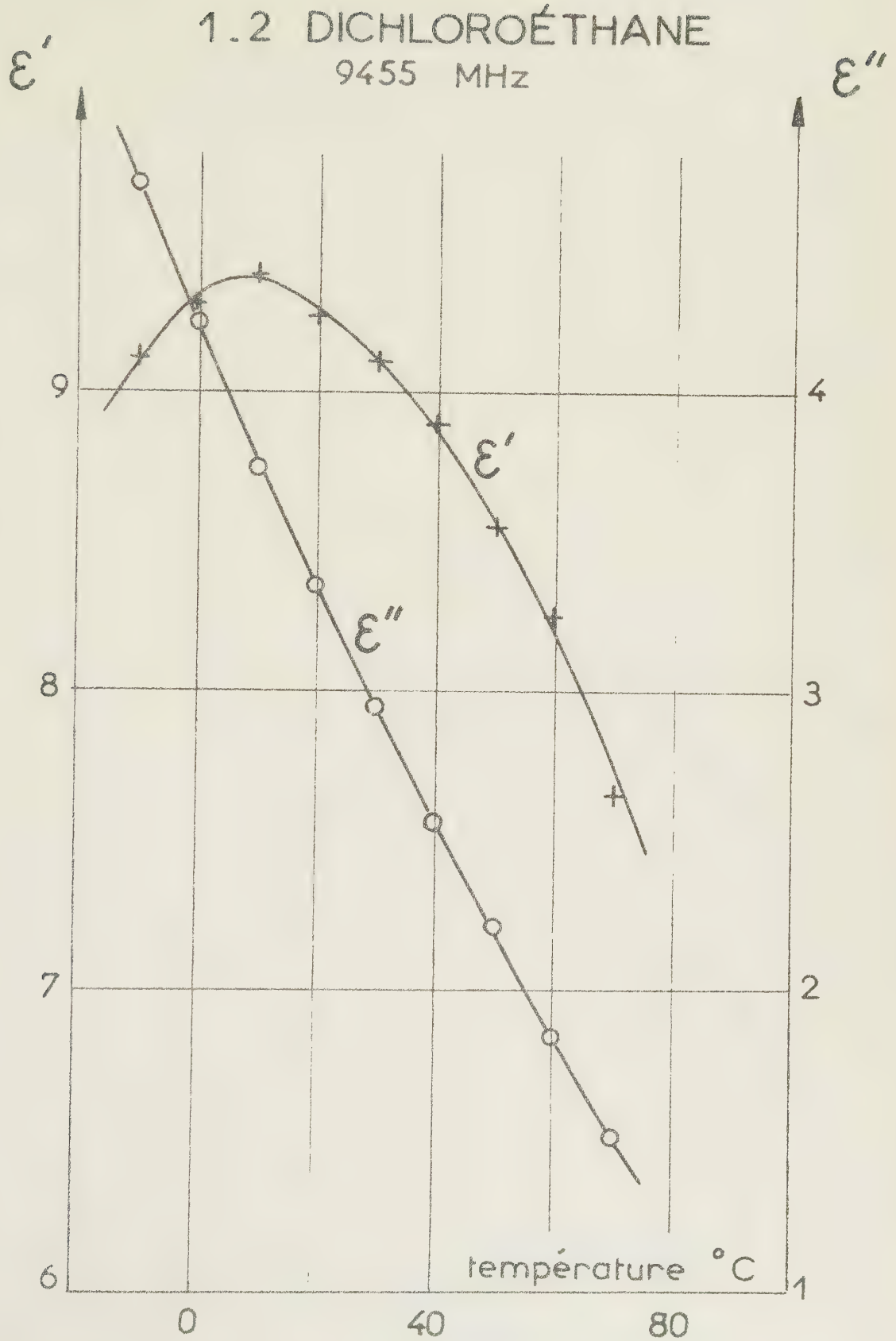

1.2 DICHLOROÉTHANE
9455 MHz
ε'
ε''
9
8
7
6
4
3
2
1
ε'
ε''
température °C
0
40
80

Fig .59

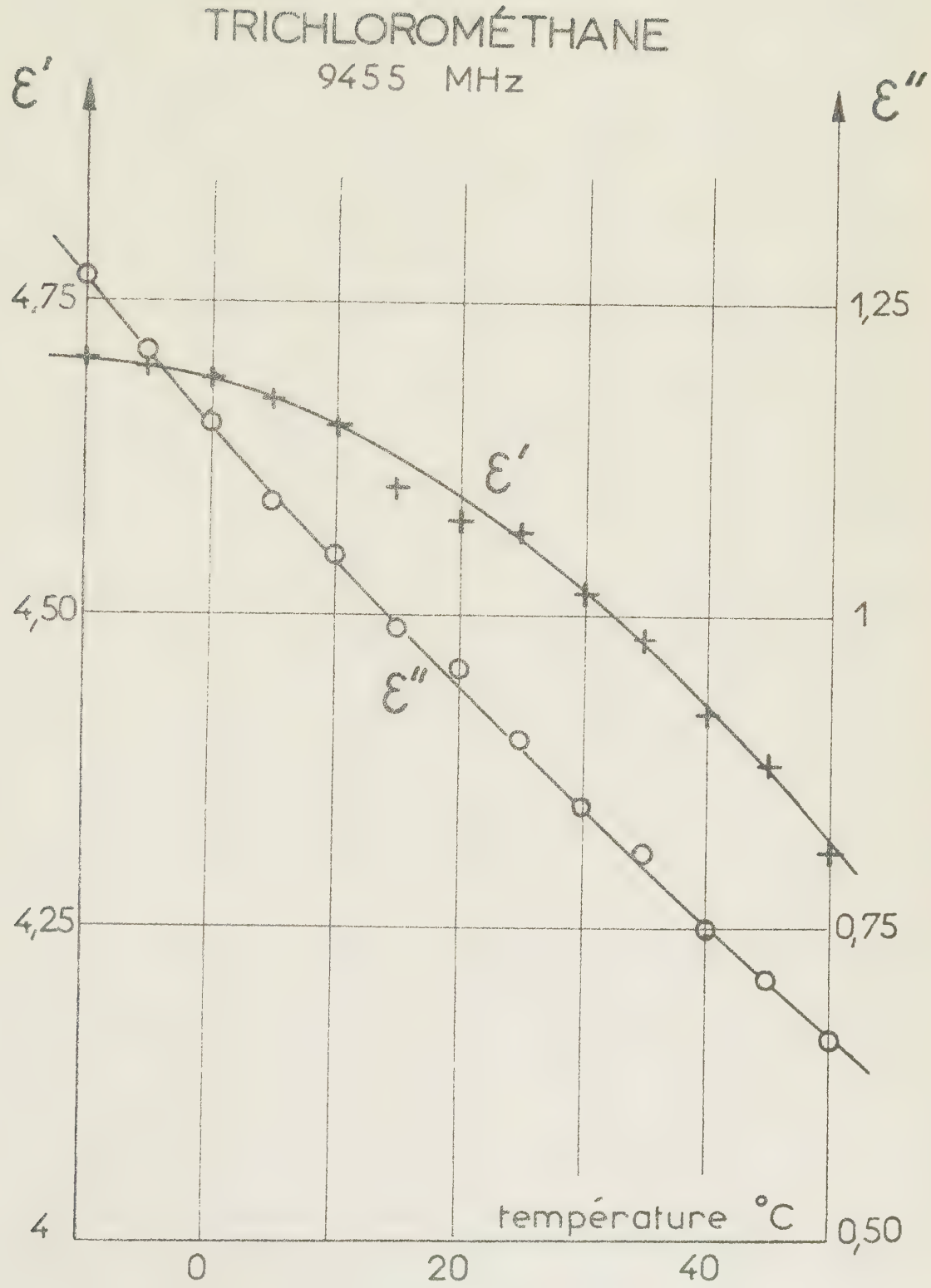

TRICHLORORÉTHANE
9455 MHz
ε'
ε''
4,75
4,50
4,25
4
1,25
1
0,75
0,50
ε'
ε''
température °C
0
20
40

Fig . 60

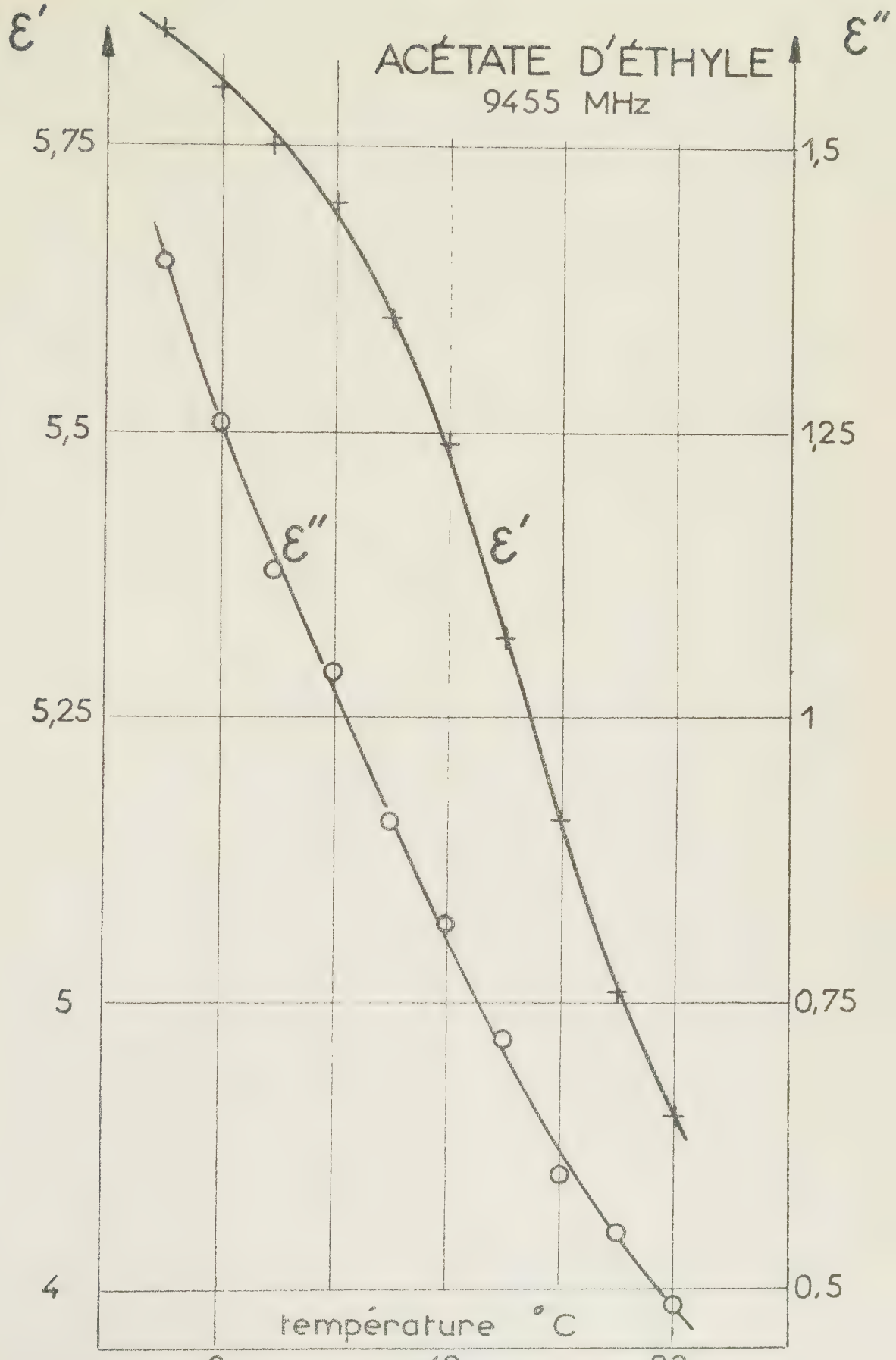

ε'
ε"
ACÉTATE D'ÉTHYLE
9455 MHz
5,75
5,5
5,25
5
4
1,5
1,25
1
0,75
0,5
ε"
ε'
température °C
0
40
80

Fig . 61

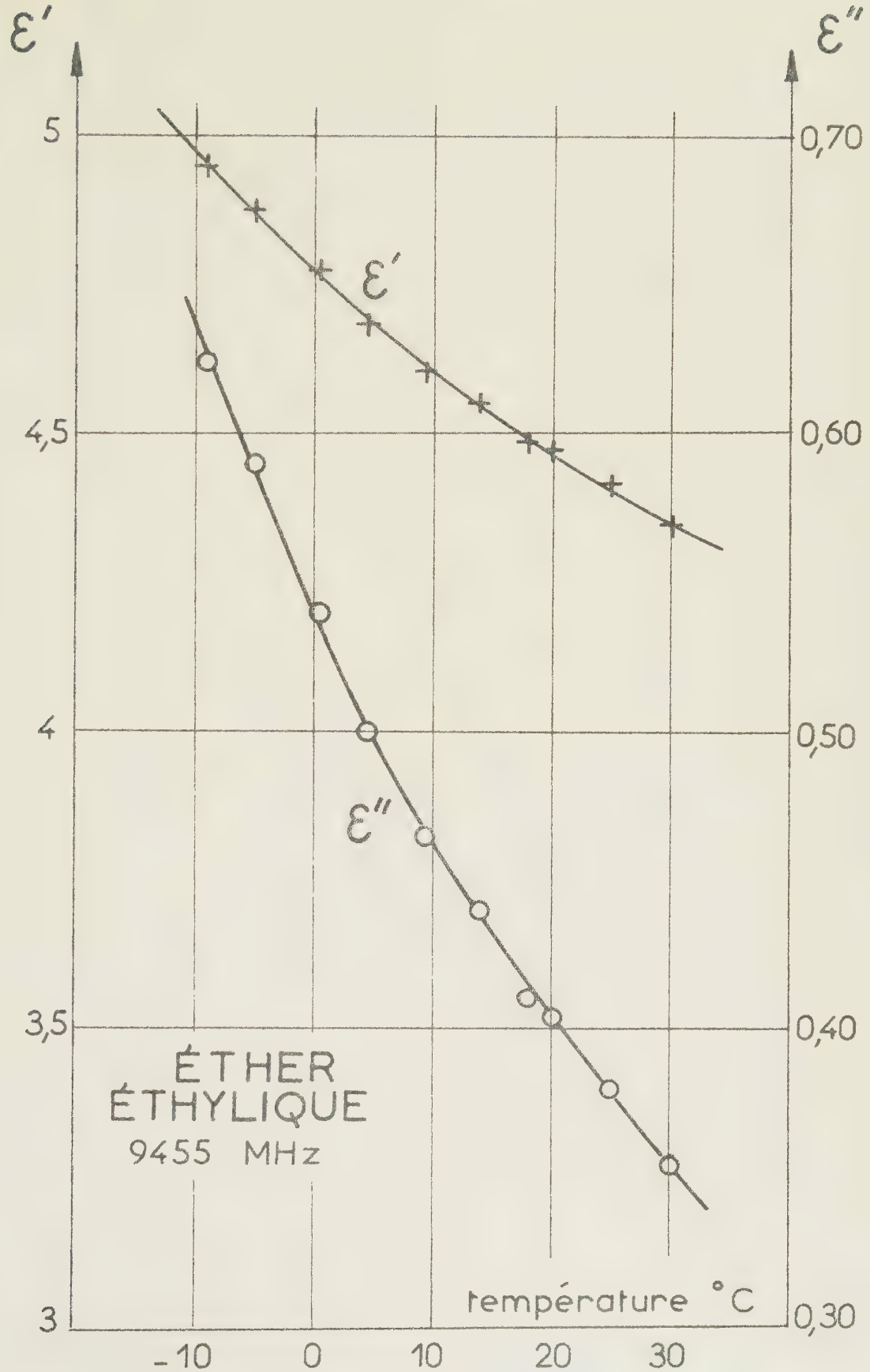

ε′
ε″
5
4,5
4
3,5
3
0,70
0,60
0,50
0,40
0,30
ε′
ε″
ÉTHER
ÉTHYLIQUE
9455 MHz
température °C
-10
0
10
20
30

Fig .62

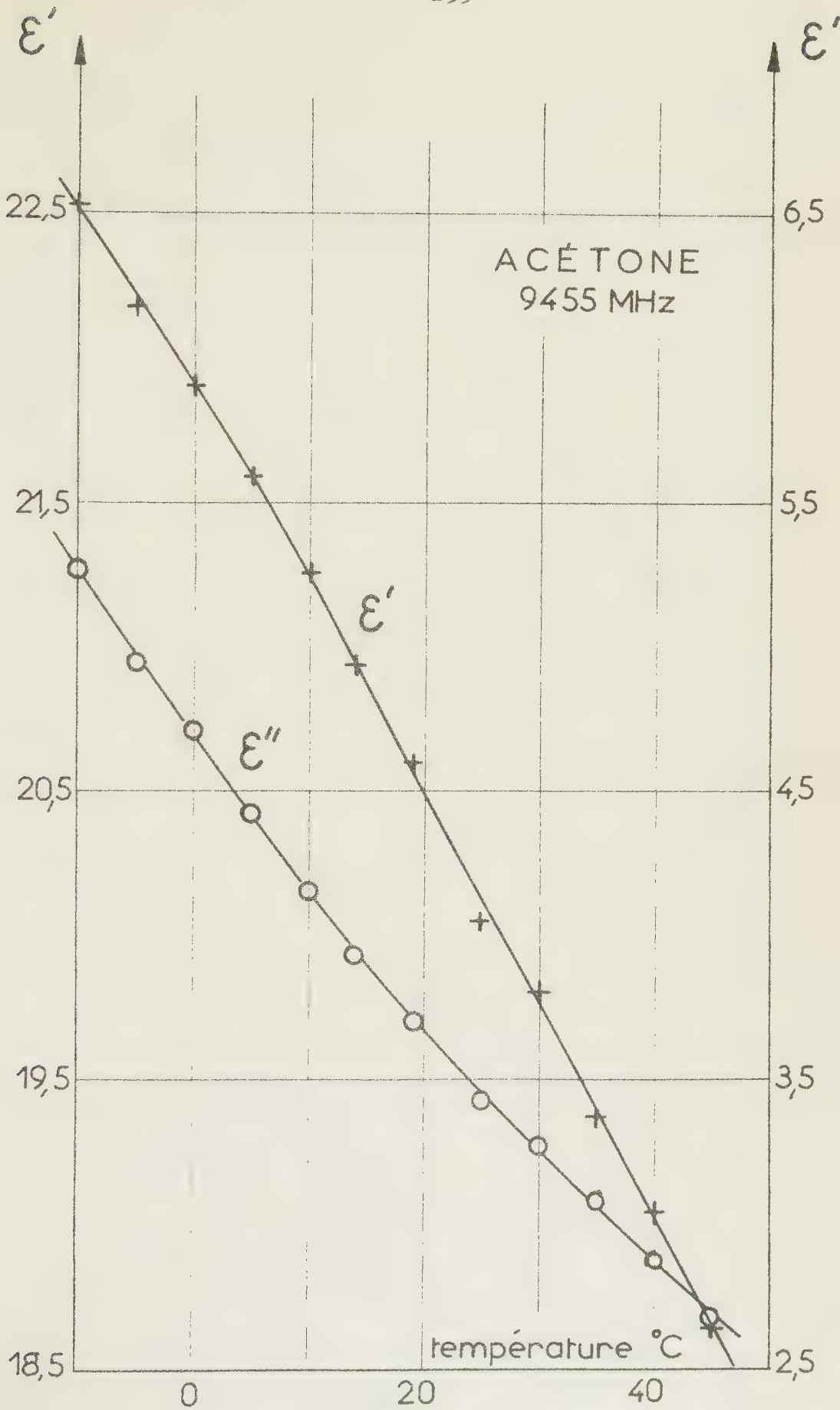

ε'
ε''
22,5
21,5
20,5
19,5
18,5
6,5
5,5
4,5
3,5
2,5
ACÉTONE
9455 MHz
ε'
ε''
température °C
0
20
40

Fig . 63

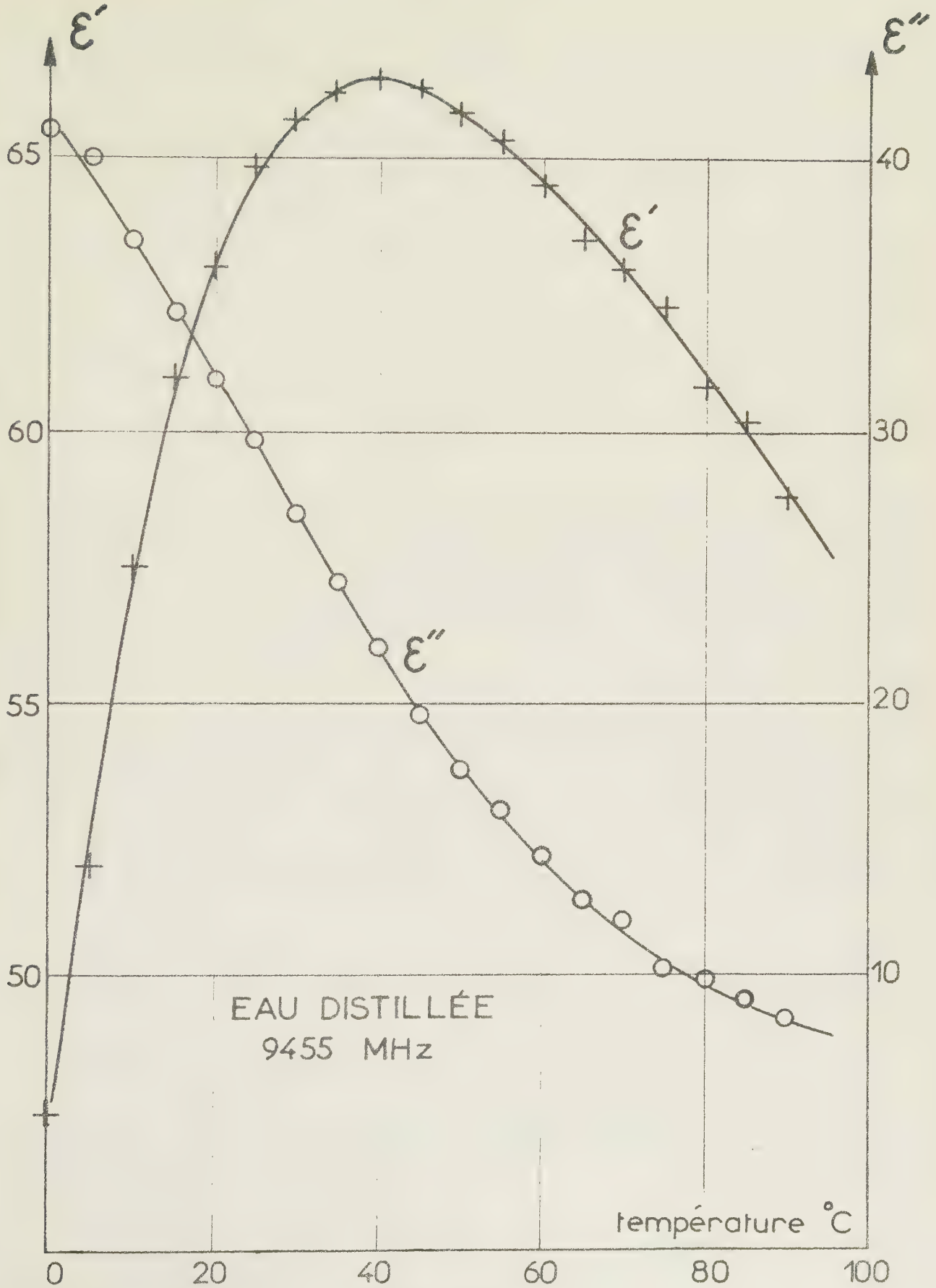

ε'
ε''
65
60
55
50
40
30
20
10
ε'
ε''
EAU DISTILLÉE
9455 MHz
température °C
0
20
40
60
80
100

Fig .64

la phase liquide de ces corps purs, rend plus délicate l'interprétation de la forme des courbes.

Un premier examen de ces courbes de variation de la permittivité complexe en fonction de la température, m'a permis de les classer en deux groupes principaux comprenant :

groupe 1 :	- formamide	(fig. 55)
	- éthylène-glycol	(fig. 56)
	- pentanol 1	(fig. 57)
groupe 2 :	- chlorobenzène	(fig. 58)
	- 1-2-dichloroéthane	(fig. 59)
	- trichlorométhane	(fig. 60)
	- acétate d'éthyle	(fig. 61)
	- éther éthylique	(fig. 62)
	- acétone	(fig. 63)
	- eau distillée	(fig. 64)

A) Les liquides du groupe 1 présentent des courbes de variation analogues à celles observées par WHITE et MORGAN {9} à fréquence constante et à température variable, sur des substances polaires comme les diphényls chlorés, la glycérine, les glycols, en basses fréquences. Ces courbes de "dispersion anormale" ont la forme générale indiquée (fig. 65) avec un maximum d'absorption ε'' correspondant au maximum de dispersion de la constante diélectrique ε'.

Le phénomène est caractéristique pour la Formamide et l'Ethylène-glycol ; BROT, MAGAT et REINISH {10} indiquent que ces corps purs, malgré leur très grand moment dipolaire ne présentent qu'un seul domaine de dispersion (en fréquence) qui se trouve être en ondes centimétriques (pour la Formamide, λ_c = 4,5 cm à 20° C et pour l'Ethylène-glycol λ_c = 21,4 cm à 20° C). Pour le Pentanol 1, la phase liquide s'étendant de - 78° C à + 138° C, il ne semble pas que l'on puisse mettre en évidence le maximum d'absorption à notre fréquence (λ_o = 3,17 cm).

B) Les liquides du groupe 2 présentent tous des courbes de variations identiques, avec principalement :

- une variation continue décroissante de l'absorption (ε''),
- un minimum de dispersion de la constante diélectrique (ε').

Evidemment, lorsque la phase liquide s'étend très au-delà de - 10° C, je n'ai pas pu mettre en évidence les minimums de dispersion de ε' lorsqu'ils existent : cas de l'acétone (phase

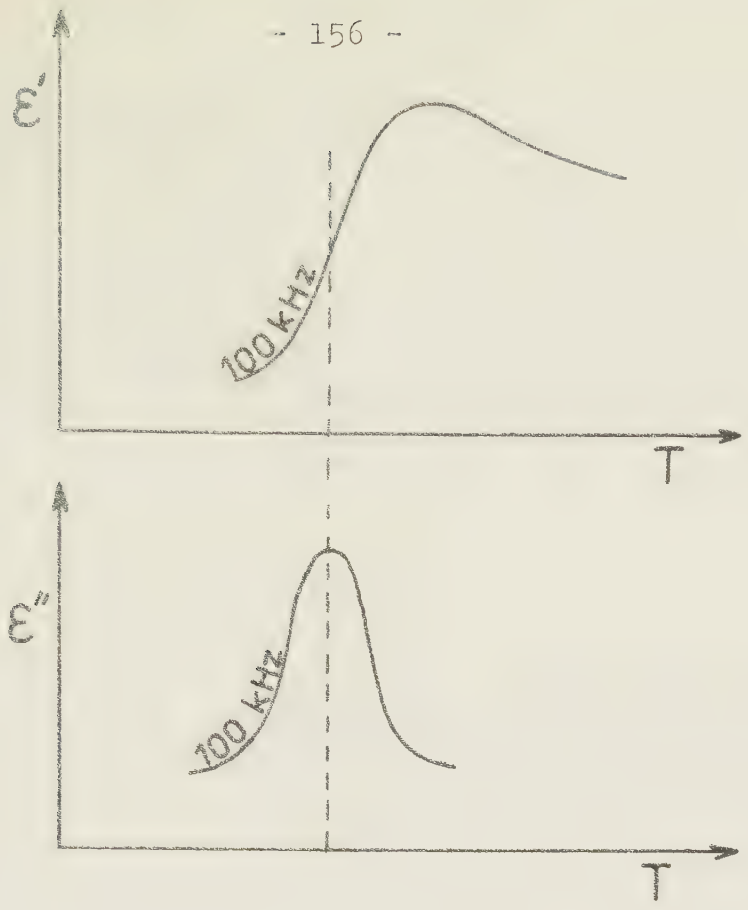


Fig . 65

liquide allant de - 95° C à + 56° C) de l'éther éthylique (-116°C, + 34° C) ... etc.

Pour le chlorobenzène, BROT, MAGAT, REINISH {10} indiquent une dispersion normale dans le domaine centimétrique (λ_c = 3,3 cm à 25° C). J'ai retrouvé une dispersion en température à ma fréquence de mesure (fig. 58). Il en serait de même pour le 1-2-dichloroéthane et le trichlorométhane, mais ces deux corps purs n'ont pas été étudiés suffisamment dans leurs phases liquides pour que le phénomène soit mis nettement en évidence.

Les esters à l'état liquide comme l'acétate d'éthyle étudié possèdent eux aussi un domaine de dispersion en ondes centimétriques (λ_c = 0,9 cm à 20° C, pour l'acétate d'éthyle). Je n'ai pas mis en évidence le minimum de dispersion pour ε' et il n'est pas certain qu'il existe à ma fréquence, même en descendant au point de congélation de ce corps (-31° C). Il en est de même

pour l'acétone et l'éther éthylique pour lesquels les variations thermiques de la phase liquide sont très incomplètes et ne permettent pas de mettre en évidence un minimum de dispersion de la constante diélectrique avec la température.

Le cas de l'eau distillée est très connu et la plupart des auteurs indiquent une dispersion normale de la constante diélectrique dans le domaine centimétrique (λ_c = 1,75 cm à 20° C) satisfaisant bien la théorie de DEBYE. J'ai retrouvé la courbe de dispersion en fonction de la température donnée par von HIPPEL {11} et par les tables "LANDOLT-BORNSTEIN" {4}, en interpolant les résultats à ma fréquence.

REFERENCES

{1} DEMAU (C.), C.R. Acad. Sci. , 268 (1969) 680..
{2} DELBOS (G), C.R. Acad. Sci., 268 (1969) 683.
{3} SMYTH (C.P.), "Diélectric behavior and structure" p. 129 (Mc Graw Hill, New-York, 1955).
{4} LANDOLT-BORNSTEIN, t.6 (1959) p. 767 et 696. (Springer Verlag, Berlin, 1959)
{5} Tables of diélectric dispersion data for pure liquids and dilute solutions, N.B.S. circular 589 (1958).
{6} POLEY (J.P.), J. Appl. Sci. Res.,B.4 (1955) 337.
{7} LAQUER (H.L.) and SMYTH (C.P.) J. Amer. Chem. Soc.,70 (1948) 4097.
{8} GELAS (J.) et LESTRADE (J.C.),Ond. Elect., 46 (1966) 989.
{9} WHITE (A.H.) et MORGAN (S.O.) J. Francklin Inst.,216 (1933) 635.
{10} BROT (C.), MAGAT (M.) et REINISH (L.), Koll. Zeitz., 134 (1953) 101.
{11} von HIPPEL (A.R.), "Les diélectriques et leurs applications" (Dunod, Paris, 1961) p.363.

CONCLUSION

Mon travail a consisté en une mise au point d'une méthode de mesure des permittivités complexes (par réflexion en propagation guidée), par modification du mode d'exploitation des données expérimentales et l'étude de divers diélectriques, un perfectionnement des mesures de T.O.S. et la réalisation de cellules de mesure à liquides.

J'ai établi et tracé en collaboration avec Gérard DELBOS un ensemble de quatre abaques et de diagrammes à lecture directe des valeurs ε' et ε'', à fréquence fixe.

Les abaques sont un moyen de recherche très efficace des valeurs de permittivités complexes inconnues et d'études systématiques de variations des permittivités en fonction des différents facteurs : température, composition centésimale, ... Ils sont utilisables également à d'autres fréquences (une par bande normalisée en hyperfréquence).

Les diagrammes sont un moyen de recherche de la valeur absolue intrinsèque d'une permittivité complexe dont l'ordre de grandeur est connu.

J'ai ensuite poursuivi seul mes recherches ; l'utilisation des abaques m'a montré le soin qu'il fallait apporter aux mesures de T.O.S. si l'on voulait, pour différentes épaisseurs d'échantillons, retrouver toujours les mêmes valeurs de ε''. Je me suis donc appliqué à établir une méthode précise de mesure, tenant compte du T.O.S. à vide. Sa mise en oeuvre me paraît nouvelle.

Dans le cas des diélectriques solides, j'ai pu établir la précision limite que l'on pouvait atteindre dans la recherche des valeurs absolues. Elle dépend de l'épaisseur de l'échantillon analysé (ordre de la détermination) mais aussi de son homogénéité et de son ajustage mécanique dans la cellule de mesure.

Pour les mesures sur les liquides, j'ai réalisé quatre cellules de mesure d'un type nouveau, non dilatables,fonctionnant

dans une très large gamme de température. Elles m'ont permis de faire des mesures de ε' et ε'' en fonction de la température sur plusieurs liquides organiques et sur l'eau. Dans les cas où des mesures antérieures avaient été faites, j'ai pu constater un très bon recoupement.

Etablis avec une précision bien contrôlée et dans un intervalle de température assez large, ces résultats constituent des repères de permittivités complexes auxquels, je l'espère, de nombreux physiciens pourront se reporter pour leurs mesures relatives.

Vu et approuvé

Bordeaux, le Juin 1969

Le Doyen de la Faculté des Sciences

J. VALADE

Président du Conseil Transitoire
de Gestion